

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

В. А. АМБАРЦУМЯН
Э. Р. МУСТЕЛЬ
А. Б. СЕВЕРНЫЙ
В. В. СОБОЛЕВ

В. А. АМБАРЦУМЯН, Э. Р. МУСТЕЛЬ
А. Б. СЕВЕРНЫЙ, В. В. СОБОЛЕВ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
АСТРОФИЗИКА

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
АСТРОФИЗИКА



В. А. АМБАРЦУМЯН, Э. Р. МУСТЕЛЬ,
А. Б. СЕВЕРНЫЙ, В. В. СОБОЛЕВ

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ АСТРОФИЗИКА

Под редакцией
В. А. АМБАРЦУМЯНА

Допущено
Министерством высшего образования СССР
в качестве учебного пособия для
государственных университетов

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

МОСКВА 1952

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора	8
Глава I. Теория лучистого равновесия звездных фотосфер и непрерывный спектр звезд	11
§ 1. Вводные замечания	11
§ 2. Основные понятия теории излучения. Уравнения переноса .	13
1. Роль излучения в звездных фотосферах (13). 2. Интенсив- ность и поток излучения (13). 3. Коэффициенты излучения и поглощения (16). 4. Уравнение переноса излучения (18).	
§ 3. Лучистое равновесие звездной фотосферы. Решение уравне- ния переноса	20
1. Условие лучистого равновесия (20). 2. Гипотеза о локаль- ном термодинамическом равновесии (23). 3. Решение уравне- ний переноса (24). 4. Усреднение уравнений переноса (28).	
§ 4. Теория лучистого равновесия для коэффициента поглощения, не зависящего от частоты	32
1. Распределение температуры в фотосфере с глубиной (32). 2. Закон потемнения диска звезды к краю (37). 3. Непрерыв- ный спектр звезды (39).	
§ 5. Коэффициенты непрерывного поглощения	43
1. Химический состав звездных атмосфер (43). 2. Возбуждение и ионизация атомов (46). 3. Истинное поглощение излуче- ния (51). 4. Фотоэлектрическое поглощение для водородопо- добных атомов (54). 5. Учет вынужденного излучения (58). 6. Свободно-свободные переходы. Окончательные резуль- таты (63). 7. Неводородоподобные атомы. Отрицательные ионы водорода. Рассеяние излучения свободными электронами (65).	
§ 6. Распределение энергии в непрерывных спектрах звезд при коэффициенте поглощения, зависящем от частоты	69
1. Поглощение излучения в фотосферах звезд различных спект- ральных классов (69). 2. Лучистое равновесие фотосфер звезд классов A0 — B2 (74). 3. Сравнение теории с наблюде- ниями (80). 4. Звезды спектральных классов, близких к сол- нечному (83). 5. Звезды других спектральных классов. Звезды с протяженными фотосферами (87).	
§ 7. Строение звездных фотосфер	89
1. Строение фотосферы звезд класса A0 — B2 (89). 2. Обсу- ждение результатов теории (96). 3. Применение закона потемнения диска звезды к краю (98).	

§ 8.	Применение законов термодинамического равновесия к звездным фотосферам	99
	1. Предварительные замечания об отклонениях от термодинамического равновесия в звездных фотосферах (99). 2. Распределение атомов и электронов по скоростям в звездных фотосферах (103). 3. Фотоионизация атомов (105). 4. Ионизация атомов соударениями. Сравнение с фотоионизацией. Процессы рекомбинации (110). 5. Уравнение ионизации. Электронная температура (115). 6. Применение закона Кирхгофа (120).	
Г л а в а II.	Образование линий поглощения в спектрах звезд . .	122
§ 9.	Механизм образования линий поглощения в звездных атмосферах	122
	1. Основные определения (122). 2. Механизм образования линий поглощения (124). 3. Вывод уравнения переноса для когерентного рассеяния (126). 4. Решение уравнений переноса (128). 5. Вывод уравнения переноса с учетом процессов рассеяния и истинного поглощения (132).	
§ 10.	Решение уравнений переноса для частот внутри линий поглощения	134
	1. Вводные замечания (134). 2. Модель атмосферы с постоянным отношением коэффициента поглощения в линии к коэффициенту непрерывного поглощения (134). 3. Численное интегрирование уравнений переноса (138). 4. Решение уравнения переноса для слабых линий (138).	
§ 11.	Коэффициенты селективного поглощения	144
	1. Связь между коэффициентами поглощения и коэффициентами перехода (144). 2. Затухание вследствие излучения (145). 3. Тепловые и турбулентные движения атомов (151). 4. Совместное действие затухания и движения атомов (153). 5. Эффекты давления (156). 6. Уширение линий вследствие столкновений (157). 7. Статистическое уширение линий (160). 8. Заключительные замечания (163).	
§ 12.	Применение элементарной теории контуров и кривые роста.	164
	1. Элементарная теория контуров (164). 2. Сравнение теоретических и наблюдаемых контуров (168). 3. Элементарная теория кривых роста (170). 4. Методы построения кривых роста по наблюдениям (175). 5. Лабораторные, теоретические и «солнечные» интенсивности линий (179). 6. Кривые роста, построенные по наблюдениям. Турбулентные скорости в атмосферах звезд (181). 7. Температура возбуждения. Постоянная затухания (184). 8. Критические замечания (187).	
§ 13.	Истолкование наблюдаемых контуров линий поглощения в спектрах звезд и Солнца	189
	1. Подсчет отношения коэффициентов селективного и непрерывного поглощения (189). 2. Применение теории к солнечным линиям поглощения. Роль эффектов давления (193). 3. Линии металлов в спектрах звезд. Расширение линий турбулентностью (198). 4. Бальмеровская серия в спектрах звезд (200). 5. Определение ускорения силы тяжести в атмосферах звезд по линиям бальмеровской серии (206). 6. Линии гелия. Искажение контуров соседними линиями (208). 7. Вращение звезд (210).	

§ 14.	Изменение контуров линий поглощения от центра солнечного диска к краю. Некогерентное рассеяние. Центральные остаточные интенсивности	214
	1. Изменение контуров линий поглощения от центра к краю. Эффект взаимосвязи (214). 2. Некогерентность процессов рассеяния (219). 3. Центральные остаточные интенсивности линий поглощения. Сравнение теории с наблюдениями (225). 4. Учет отклонений от термодинамического равновесия для Солнца. Звезды других спектральных классов (230).	
§ 15.	Методы изучения химического состава звезд. Результаты исследований	235
	1. Применение элементарной теории кривых роста к изучению химического состава звезд. Средняя электронная концентрация (235). 2. Распределение атомов по состояниям возбуждения (240). 3. Уточненные методы изучения химического состава звезд. Слабые линии (243). 4. Результаты исследований (247).	
§ 16.	Истолкование спектральной последовательности. Эффект абсолютной величины. Шкала эффективных температур	252
	1. Вводные замечания (252). 2. Изменение интенсивности линий с ростом температуры звезд (254). 3. Влияние ускорения силы тяжести (258). 4. Различие спектров карлика и гиганта. Эффект абсолютной величины (262). 5. Шкала эффективных температур (266).	
Глава III.	Физика солнечной оболочки	274
§ 17.	Строение солнечной фотосферы. Грануляция. Конвекция . . .	274
	1. Строение солнечной фотосферы (274). 2. Конвективные процессы в солнечной фотосфере. Грануляция (279).	
§ 18.	Электродинамика солнечной атмосферы	284
	1. Вводные замечания (284). 2. Проводимость солнечной атмосферы в магнитном поле (286). 3. Взаимодействие электронов и ионов (290). 4. Электрические поля на Солнце (294). 5. Тепловые и механические действия токов (296). 6. Учет самоиндукции (299). 7. Распространение магнитного поля (302).	
§ 19.	Солнечные пятна и факелы	304
	1. Вводные замечания. Лучистое равновесие солнечных пятен (304). 2. Спектр пятна. Температура. Электронное давление (307). 3. Возможные причины понижения температуры в пятне. Магнитное поле пятен (312). 4. Солнечные факелы. Распределение температуры в факеле с глубиной (315). 5. Спектр факелов (320).	
§ 20.	Протуберанцы	322
	1. Классификация протуберанцев (322). 2. Движения вещества в протуберанцах (327). 3. Спектры протуберанцев (330). 4. Самопоглощение в протуберанцах (331). 5. Возбуждение атомов в протуберанцах (336). 6. Ионизация атомов. Электронное давление (340). 7. Кинетическая температура протуберанцев. Химический состав (343). 8. Возможное истолкование явлений, наблюдаемых в протуберанцах (346).	

§ 21. Хромосфера. Флоккулы. Хромосферные вспышки	352
1. Исследование распределения излучающих атомов с высотой на основании наблюдений (352). 2. Самопоглощение. Закон изменения плотности вещества с высотой (358). 3. Электронная концентрация. Электронная температура (360). 4. Ионизация атомов (362). 5. Механизм возбуждения атомов (366). 6. Равновесие хромосферы (367). 7. Физика флоккулов (370). 8. Хромосферные вспышки (377).	
§ 22. Корона и радиоизлучение Солнца	381
1. Общее описание и спектры (381). 2. Электронная концентрация (384). 3. Отождествление корональных линий (388). 4. Ионизация атомов в короне (390). 5. Химический состав короны (393). 6. Ультрафиолетовое излучение короны и хромосферы (395). 7. Радиоизлучение Солнца (398).	
Г л а в а IV. Планетарные туманности	403
§ 23. Механизм свечения туманностей. Температуры ядер	404
1. Наблюдательные данные (404). 2. Причина свечения туманностей (406). 3. Определение температур ядер по линиям водорода (409). 4. Определение температур ядер по линиям «небулия» (414).	
§ 24. Физическое состояние вещества в туманностях	417
1. Необходимые условия для появления запрещенных линий (417). 2. Накопление атомов в метастабильных состояниях (419). 3. Определение температур туманностей (423). 4. Интенсивности балмеровских линий (425). 5. Ионизация в туманностях (428). 6. Массы туманностей (432). 7. Химический состав туманностей (435).	
§ 25. Лучистое равновесие планетарных туманностей	438
1. Поле L_c -излучения (438). 2. Поле $L\alpha$ -излучения (442). 3. Световое давление в туманностях (446). 4. Проблема происхождения планетарных туманностей (449).	
Г л а в а V. Новые звезды	451
§ 26. Вспышки новых звезд и их истолкование	451
1. Наблюдательные данные (451). 2. Объяснение вспышки (454). 3. Истолкование кривой блеска (457). 4. Истолкование спектра (460). 5. Новая Геркулеса 1934 г. (463).	
§ 27. Роль выбрасываемых оболочек в развитии новой звезды	468
1. Массы оболочек (468). 2. Динамика оболочек (470). 3. Энергия, выделяемая при вспышке (474). 4. Роль вспышки в развитии звезды (476).	
Г л а в а VI. Звезды с яркими спектральными линиями	479
§ 28. Формирование эмиссионных линий	479
1. Звезды типов Вольф-Райе, Р Лебеда и Ве (479). 2. Истечение вещества из звезд (481). 3. Контуры эмиссионных линий (484). 4. Интенсивности эмиссионных линий (491).	

§ 29. Проблемы физики звезд с яркими спектральными линиями	499
1. Температуры звезд (499). 2. Непрерывный спектр (505). 3. Звезды поздних классов с яркими линиями (514). 4. Звездные ассоциации (517).	
Глава VII. Внутреннее строение звезд	521
§ 30. Основные сведения	521
1. Постановка проблемы (521). 2. Основные эмпирические со- отношения (524).	
§ 31. Физические условия внутри звезд	528
1. Температура и плотность звездных недр (528). 2. Коэффи- циент поглощения звездного вещества (533). 3. Источники звездной энергии (536).	
§ 32. Внутреннее строение звезд	543
1. Строение звезд главной последовательности (543). 2. Теория строения белых карликов (546).	
Глава VIII. Рассеяние света в планетных атмосферах	553
§ 33. Теория переноса излучения в планетных атмосферах	553
1. Перенос излучения в планетных атмосферах. Индикатриса рассеяния (553). 2. Принцип инвариантности и его приме- нение (558). 3. Обобщение на случай асферической индика- трисы рассеяния (565).	
§ 34. Сравнение теории с наблюдениями	568
1. Альbedo планетной атмосферы (568). 2. Сравнение с наблю- дениями (570). 3. Полосы поглощения (574).	
Глава IX. Межзвездное вещество	577
§ 35. Пылевая составляющая межзвездного вещества	577
1. Некоторые основные факты (577). 2. Диффузные туман- ности (590). 3. Флуктуации в числах внегалактических туман- ностей (599).	
§ 36. Газовая составляющая межзвездного вещества	605
1. Межзвездный газ (605). 2. Образование межзвездных линий поглощения (608). 3. Ионизация межзвездного газа (613). 4. Поля H α -свечения (614). 5. Гигантские газовые туман- ности (616).	
Приложения	618
Литература	625
Предметный указатель	628

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Теоретическая астрофизика есть наука, которая изучает и объясняет физические явления, происходящие в небесных телах, на основе законов физики. При этом теоретическая астрофизика широко пользуется математическим аппаратом, который, однако, играет только вспомогательную роль.

Теоретическая астрофизика является молодой и весьма быстро развивающейся наукой. Но ее успехи уже сейчас имеют большое значение для всех отраслей астрономии и для многих отраслей физики. Особенно широкое развитие получила теоретическая астрофизика в СССР.

Первый на русском языке курс теоретической астрофизики вышел в 1939 г. и был написан редактором настоящего издания. За истекшие 12 лет эта молодая отрасль астрономии имела так много успехов и пережила такие глубокие изменения, что пришлось отказаться от мысли о простой переработке старого курса для нового издания и приступить коллективно к составлению совершенно новой книги.

Если в 1939 г. основное содержание теоретической астрофизики составляли проблемы лучистого переноса энергии и возбуждения атомов в атмосферах звезд и в туманностях, то теперь наряду со значительным углублением и уточнением проблем, связанных с полем излучения и лучистым равновесием, в теоретической астрофизике все бóльшую роль начинают играть процессы, происходящие в существующих на звездах и на Солнце макроскопических электромагнитных полях. Понятно, почему эти вопросы стали разрабатываться значительно позже, чем вопросы теории лучистого равновесия. Наблюдая излучение звезд и туманностей, мы непосредственно получаем данные о поле излучения в виде значений интенсивностей излучений, выходящих с поверхности этих светил. Эти данные

являются материалом для обоснования и для проверки результатов теории лучистого равновесия. При изучении макроскопических электромагнитных полей мы находимся в более сложном положении, так как о них мы должны судить по вызываемым ими движениям заряженных частиц — движениям, наблюдение которых встречает значительные препятствия и осуществляется лишь благодаря применению новых методов изучения. Важная роль этих полей раскрывается полнее только в случае Солнца.

Литература по теоретической астрофизике, выходящая в западных странах, в огромной своей части посвящена созданию и разбору различных схематических моделей внутреннего строения звезд, подчас весьма далеких от действительности. Большинство этих работ оторвано от фактических данных, на которые должна опираться теоретическая астрофизика. Мы отвели для теории внутреннего строения звезд в настоящем курсе лишь то место, которое необходимо для изложения ее общих положений.

Не только в области проблем внутреннего строения звезд, но и в большинстве других отраслей теоретической астрофизики в капиталистических странах получили широкое распространение формальные методы исследования, сводящиеся иногда к чисто математическим упражнениям, не имеющим ничего общего с реальной действительностью, с наблюдениями над объектами, изучаемыми астрофизикой.

Советские ученые, работающие в области теоретической астрофизики, руководствуясь методом диалектического материализма, всегда связывают свои работы с реальной действительностью, используя математический и физический аппарат как важное и мощное средство изучения небесных светил.

В области теоретической астрофизики советские ученые сейчас занимают ведущее место в мире. Авторы этой книги своими исследованиями внесли значительный вклад в излагаемые ими разделы теоретической астрофизики. Поэтому изложение многих вопросов в настоящем курсе носит совершенно оригинальный характер и подчас резко отличается от всего, что опубликовано в научной литературе. Это следует иметь в виду при изучении курса.

Главы I, II, III курса написаны Э. Р. Мустелем, главы IV, V, VI — В. В. Соболевым, глава VII — А. Б. Северным, главы VIII и IX — В. А. Амбарцумяном.

Авторы выражают благодарность С. Б. Пикельнеру, написавшему параграфы 18 и 22, вошедшие в главу III.

Курс предназначен для студентов университетов, аспирантов и научных работников. В новой области науки неизбежны ошибки, но следует надеяться, что этот курс содержит их не так уж много.

Мы будем весьма благодарны всем читателям за указание недостатков и критические замечания.

В. Амбарцумян

ГЛАВА I

ТЕОРИЯ ЛУЧИСТОГО РАВНОВЕСИЯ ЗВЕЗДНЫХ ФОТОСФЕР И НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР ЗВЕЗД

§ 1. Вводные замечания

В первой главе настоящего курса будут рассмотрены вопросы, связанные с физическим строением звездных фотосфер. Наблюдения над самой близкой к нам звездой — Солнцем, позволили установить, что его атмосферу можно разделить на ряд слоев, отличающихся друг от друга своими физическими характеристиками. Самую нижнюю и наиболее плотную часть солнечной атмосферы называют *фотосферой*. Фотосферные слои излучают практически всю ту световую энергию, которую Солнце посылает в пространство. Непрерывный спектр Солнца в основном является спектром фотосферного излучения.

Линии поглощения солнечного спектра (за исключением ядер сильных линий поглощения) образуются примерно в тех же слоях фотосферы, в которых образуется и непрерывный спектр. Производимое часто в литературе разделение нижних слоев солнечной оболочки на фотосферу и обрабатывающий слой имеет условный характер.

Над фотосферой Солнца расположены *хромосфера* (толщиной около 15 000 км) и *солнечная корона* (протяженность которой с учетом корональных лучей составляет несколько солнечных радиусов). Роль хромосферы и короны в образовании непрерывного спектра Солнца в видимой области спектра ничтожна и является значительной лишь в далекой ультрафиолетовой области спектра (за пределом серии Лаймана), а также в области очень длинных волн (включая и диапазон ультракоротких радиоволн).

О наличии хромосферы и короны у звезд, существенно отличающихся по своему спектральному типу от Солнца, мы знаем пока очень мало. Существование же фотосферных слоев является неотъемлемым свойством каждой звезды, ибо это те слои, которые определяют ее блеск. Что же касается взаимоотношения между фотосферными слоями и теми слоями, в которых создаются линии поглощения, то этот вопрос является более сложным. Ряд физических

соображений указывает, что для большинства звезд несолнечного типа эти слои являются более или менее общими.

Таким образом, общие теоретические положения, которые будут нами рассмотрены в первой главе курса, применимы не только к Солнцу, но и к весьма большой группе звезд. Однако при выборе объектов мы сделаем ряд ограничений. Во-первых, мы будем изучать лишь звезды, блеск которых не меняется со временем или меняется достаточно медленно. Во-вторых, мы ограничим исследование звездами, толщина фотосферных слоев которых весьма мала по сравнению с радиусом звезды. Наконец, мы исключим из рассмотрения звезды, характеризующиеся некоторыми особенностями спектра (звезды Вольф-Райе, звезды типа Р Лебеда и т. д.).

Рассмотрим эти ограничения более подробно. У звезд с постоянным блеском мы можем считать состояние фотосфер установившимся, не меняющимся со временем. При этом, конечно, такое предположение верно лишь в среднем. Действительно, как показывают наблюдения, отдельные области поверхности такой, например, «постоянной» звезды, как Солнце, испытывают временами значительные изменения (солнечные пятна, факелы и т. д.). Все же мы можем считать, что стационарность состояния фотосферных слоев Солнца в целом соблюдается. То же можно сказать и об остальных звездах с постоянным блеском.

Перейдем ко второму ограничению. Изучение Солнца показало, что толщина его фотосферы весьма невелика и составляет около 100—300 км. По сравнению с радиусом Солнца (695 300 км) это, конечно, чрезвычайно малая величина. Поэтому в наших задачах солнечную фотосферу можно рассматривать как состоящую из плоскопараллельных слоев. Теоретические подсчеты показывают, что это условие соблюдается и для большинства остальных стационарных звезд.

Наконец, звезды Вольф-Райе, звезды типа Р Лебеда и др. являются совершенно особой группой звезд; они будут рассмотрены позже.

Следует отметить, что введенные нами ограничения исключают из рассмотрения ничтожную в процентном отношении часть звезд. Поэтому наши теоретические построения будут справедливы для весьма широкой группы объектов.

Главные задачи, которые ставит перед собой теория звездных фотосфер, в основном таковы:

- 1) Установление закона изменения температуры, давления, плотности и других физических характеристик с глубиной в звездной (и солнечной) фотосфере.

- 2) Объяснение особенностей непрерывного спектра звезд и Солнца.

- 3) Выяснение закона изменения яркости на диске Солнца и звезд.

Первая из этих задач — главная; ее решение определяет решение и остальных двух.

§ 2. Основные понятия теории излучения. Уравнения переноса

1. Роль излучения в звездных фотосферах. Физическое состояние любого элемента вещества внутри звездной фотосферы определяется взаимодействием этого элемента с окружающей средой. Главный вопрос, который нас интересует, это вопрос о том, каким способом происходит перенос энергии в фотосферных слоях. При этом речь будет идти только о тепловой энергии. В тепловую энергию мы включаем внутреннюю кинетическую энергию теплового движения частиц, энергию возбуждения атомов и энергию ионизации (см. далее).

Остальные виды внутренней энергии в фотосферах обычных звезд являются несущественными. Например, ядерные процессы (с выделением энергии) в фотосферах звезд не играют заметной роли. Необходимо указать следующие процессы, которые могут осуществлять обмен тепловой энергией в звездной фотосфере.

- 1) Перенос тепловой энергии путем теплопроводности.
- 2) Перенос тепловой энергии путем конвекции, т. е. перенос тепла путем непосредственного передвижения масс газа.
- 3) Перенос тепловой энергии излучением. При этом подразумевается, что само излучение носит исключительно тепловой характер, т. е. определяется только температурой газа (меняющейся, конечно, от места к месту).

Многочисленные исследования показали, что первый процесс в звездных фотосферах не играет существенной роли [1, § 12]. Эти же исследования установили, что в подавляющем большинстве случаев, по крайней мере для тех звезд, которыми мы ограничиваемся, обмен тепловой энергией осуществляется в основном тепловым излучением; что это так, мы увидим из дальнейших рассуждений.

Поэтому мы сейчас обратим наше главное внимание на вопросы, связанные с тепловым излучением. При этом вначале мы напомним ряд основных определений теории теплового излучения.

2. Интенсивность и поток излучения. Рассмотрим полость, пронизываемую во всех направлениях излучением. В этой полости выберем произвольно ориентированную малую площадку $d\sigma$ и восставим к ней в точке P нормаль n (рис. 1). Далее, под углом ϑ к нормали проведем прямую L , которую примем за ось элементарного конуса с телесным углом $d\omega$. Если через каждую точку границы площадки $d\sigma$ мы проведем линию, параллельную ближайшей образующей конуса $d\omega$, то будет построен усеченный полубесконечный конус $d\Omega$, подобный

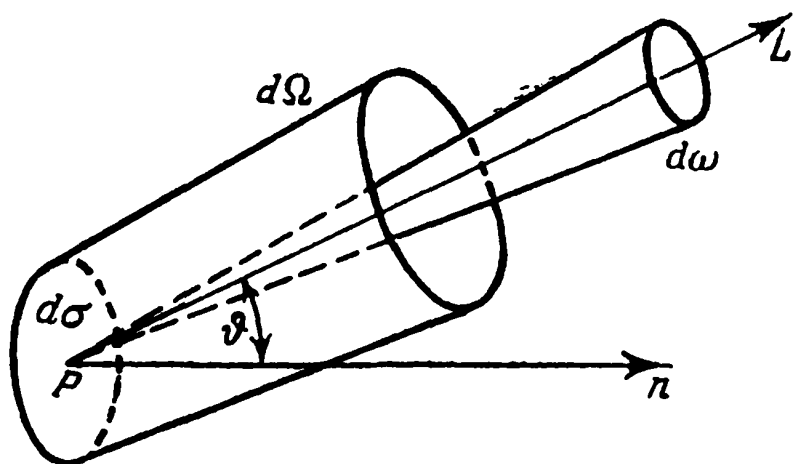


Рис. 1.

конусу $d\omega$. Площадь его сечения, перпендикулярного к L , при точке P будет равна $d\sigma \cos \vartheta$.

Пусть dE_ν — полное количество энергии, проходящей за время dt внутри *) конуса $d\Omega$ через площадку $d\sigma$, отнесенное к интервалу частот, заключенному между ν и $\nu + d\nu$. Тогда *удельной интенсивностью излучения*, или просто интенсивностью I_ν , называется следующий предел:

$$I_\nu = \lim_{d\sigma, dt, d\omega, d\nu \rightarrow 0} \frac{dE_\nu}{d\sigma \cos \vartheta dt d\omega d\nu}. \quad (2.1)$$

Этот предел в общем случае является функцией координат (т. е. местоположения) точки P , направления L , времени t и частоты ν .

Появление в (2.1) $\cos \vartheta$ объясняется тем, что мы рассматриваем пучок, идущий не в направлении нормали n , а в направлении L ; количество энергии, проходящей внутри телесного угла $d\Omega$, определяется не самой площадкой $d\sigma$, а ее проекцией на плоскость, перпендикулярную к направлению L .

На основании определения (2.1) мы можем вычислить количество энергии dE_ν , если знаем I_ν :

$$dE_\nu = I_\nu d\sigma \cos \vartheta dt d\omega d\nu. \quad (2.2)$$

Для величин dE и I , проинтегрированных по всему спектру, мы будем вместо (2.2) иметь:

$$dE = I d\sigma \cos \vartheta dt d\omega. \quad (2.3)$$

Количество лучистой энергии dE_ν в (2.2) относится к телесному углу $d\omega$. Полное же количество энергии излучения dE_ν^* , проходящего через площадку $d\sigma$ во всех направлениях, будет равно:

$$dE_\nu^* = d\sigma dt d\nu \int_{4\pi} I_\nu \cos \vartheta d\omega. \quad (2.4)$$

Поскольку при $\vartheta > \frac{\pi}{2}$ множитель $\cos \vartheta$ отрицателен, то dE_ν^* фактически представляет собой избыток энергии, проходящей за время dt в интервале частот $d\nu$ через площадку $d\sigma$ наружу по отношению к энергии, проходящей через ту же площадку внутрь. *Потоком излучения* πH_ν называется величина этого избытка в единицу времени, отнесенная к площадке единичного сечения и к еди-

*) То-есть вдоль тех направлений, которые после пересечения площадки $d\sigma$ целиком остаются внутри $d\Omega$. Мы получим всю совокупность таких лучей, если в каждой точке площадки $d\sigma$ построим конус, содержащий совокупность направлений, параллельных всем тем, которые содержатся внутри $d\omega$. Понятно поэтому, что при малых $d\sigma$ и $d\omega$ энергия, проходящая через $d\sigma$ внутри $d\Omega$, будет пропорциональна $d\sigma d\omega$.

ничному интервалу частот (величина π введена для удобства дальнейших подсчетов). Поток πH_ν мы получим, если поделим dE_ν на $ds dt d\nu$. Следовательно,

$$\pi H_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos \vartheta d\omega. \quad (2.5)$$

Полный (интегральный) поток πH равен, очевидно:

$$\pi H = \pi \int_0^\infty H_\nu d\nu = \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\nu \cos \vartheta d\omega d\nu. \quad (2.6)$$

Он имеет размерность энергии, рассчитанной на 1 см^2 и на 1 сек. Величины потока πH_ν и πH являются в общем случае функциями координат и ориентации площадки в пространстве.

Выведем выражение телесного угла $d\omega$. Для этого удобнее всего использовать сферическую систему координат, поместив ее начало в данной точке звездной атмосферы и направив ее полярную ось вдоль радиуса звезды. Так как, по определению, телесный угол численно равняется площади, образованной на сфере единичного радиуса соответствующими направлениями, исходящими из данной точки P , мы будем иметь:

$$d\omega = d\psi \sin \vartheta d\vartheta. \quad (2.7)$$

Однако для разбираемых в этой главе задач можно считать, что физическое состояние фотосферных слоев зависит только от их глубины, т. е. от расстояния до центра звезды. В этом случае по соображениям симметрии интенсивность излучения не должна зависеть от азимутального угла ψ . Следовательно, выражение (2.7) для телесного угла мы можем сразу проинтегрировать по всем углам ψ . Тогда получим:

$$d\omega = 2\pi \sin \vartheta d\vartheta. \quad (2.8)$$

При таких обозначениях поток в данной точке звезды, проходящий через единичную площадку, перпендикулярную к радиусу, в радиальном направлении, выразится согласно (2.5) так:

$$\pi H_\nu = 2\pi \int_0^\pi I_\nu(\vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (2.9)$$

Соответственно изменится и (2.6).

В этом частном случае, который мы и будем обычно иметь в виду, физический смысл потока таков. Если наша единичная площадка расположена так, как указано на рис. 2, т. е. ее плоскость перпендикулярна к радиусу, то поток представляет собой превышение

энергии, проходящей через эту площадку снизу ($0 \leq \vartheta < \frac{\pi}{2}$) над таковой же, проходящей через площадку сверху ($\frac{\pi}{2} \leq \vartheta \leq \pi$).

Отметим одно из главнейших различий между потоком и интенсивностью: в «пустом» пространстве (при отсутствии поглощения излучения) интенсивность луча вдоль пути его распространения остается постоянной. Например, на внешнюю границу нашей земной атмосферы попадает от Солнца излучение той же интенсивности, что и непосредственно на его поверхности (поглощением в межпланетном пространстве можно пренебрегать). Напротив, поток солнечного излучения при удалении от Солнца (звезды) убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от центра Солнца (звезды).

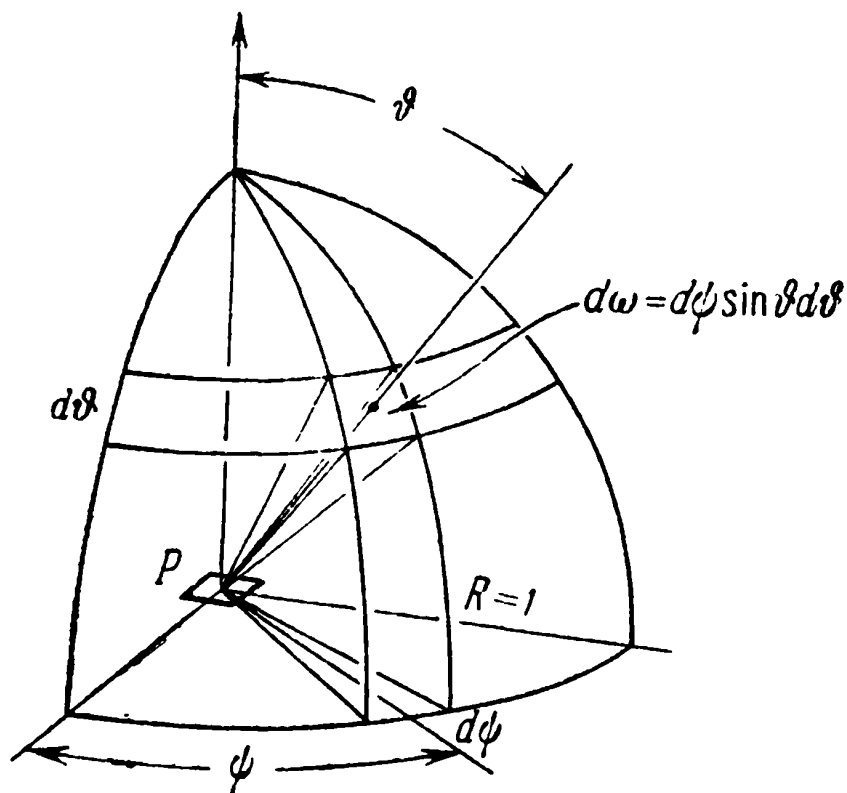


Рис. 2.

3. Коэффициенты излучения и поглощения.

Обратимся теперь к следующему вопросу. Пусть элемент массы dm излучает во все стороны тепловую энергию. Тогда за время dt в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ этим элементом внутри телесного угла $d\omega$ будет излучено энергии:

$$j_\nu dm d\omega dt d\nu. \quad (2.10)$$

Коэффициент пропорциональности j_ν называется *коэффициентом излучения*. Из определения (2.10) следует, что коэффициент j_ν есть энергия, излучаемая в единицу времени, в единичном интервале частот и внутри единичного телесного угла единицей массы вещества.

Полная отдача энергии элементом массы dm за время dt будет:

$$dt dm \int_0^\infty \int_{4\pi} j_\nu d\omega d\nu. \quad (2.11)$$

В том случае, когда коэффициент j_ν не зависит от направления, (2.11) перепишется так:

$$dt dm 4\pi \int_0^\infty j_\nu d\nu. \quad (2.12)$$

Введем теперь *коэффициент поглощения*. Пусть пучок света, интенсивность которого I_ν , падает перпендикулярно на поверхность

поглощающего слоя толщиной ds . В результате прохождения сквозь слой интенсивность пучка I_v получит приращение (отрицательное) dI_v . Коэффициент поглощения κ_v определяется следующим образом:

$$dI_v = -I_v \kappa_v \rho ds, \quad (2.13)$$

где ρ — плотность поглощающего вещества*). Таким образом, ослабление интенсивности согласно (2.13) пропорционально самой интенсивности, причем коэффициент поглощения является коэффициентом пропорциональности. Обоснованность определяющего выражения (2.13) подтверждена экспериментами.

Допустим теперь, что поглощающий слой имеет линейную толщину s . Подсчитаем интенсивность вышедшего из слоя светового пучка в зависимости от остальных параметров.

Поделив обе части (2.13) на I_v и проинтегрировав это уравнение, получим:

$$\lg I_v = - \int_0^s \kappa_v \rho ds + \lg C, \quad (2.14)$$

где $\lg C$ — постоянная интегрирования. Решение (2.14) можно переписать в следующем виде:

$$I_v = C e^{-\int_0^s \kappa_v \rho ds}. \quad (2.15)$$

Определим постоянную C . Если s сделать равной нулю, то I_v превратится в интенсивность вошедшего пучка, которую мы обозначим через I_v^0 . Но тогда

$$I_v = I_v^0 e^{-\int_0^s \kappa_v \rho ds}. \quad (2.16)$$

Аналогичные формулы можно получить, если рассматривать не интенсивность I_v , а энергию E_v . Следовательно, интенсивность вошедшего пучка ослабляется при прохождении сквозь слой по экспоненциальному закону; показатель экспоненты

$$\tau_v = \int_0^s \kappa_v \rho ds \quad (2.17)$$

называют *оптической толщиной* или оптической глубиной слоя. Оптическая толщина является однозначной мерой поглощения света в

*) Величина ρ может быть и полной плотностью вещества. В этом случае величина κ_v должна быть соответствующим образом пересчитана, о чем мы будем говорить далее.

данном поглощающем слое. В соответствии с (2.17) элементом оптической толщи будет:

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu \rho ds. \quad (2.18)$$

4. Уравнение переноса излучения. Уравнение (2.13) определяет изменение I_ν на пути ds только за счет поглощения. Если же вещество не только поглощает, но и излучает энергию, уравнение (2.13) должно быть соответственным образом изменено. В этом случае мы приходим к так называемому *уравнению переноса излучения*.

Рассмотрим элементарный цилиндр *) с площадью основания $d\sigma$ и высотой ds , ориентированной вдоль некоторого направления L (рис. 3). Плотность поглощающего вещества этого цилиндра обозначим буквой ρ .

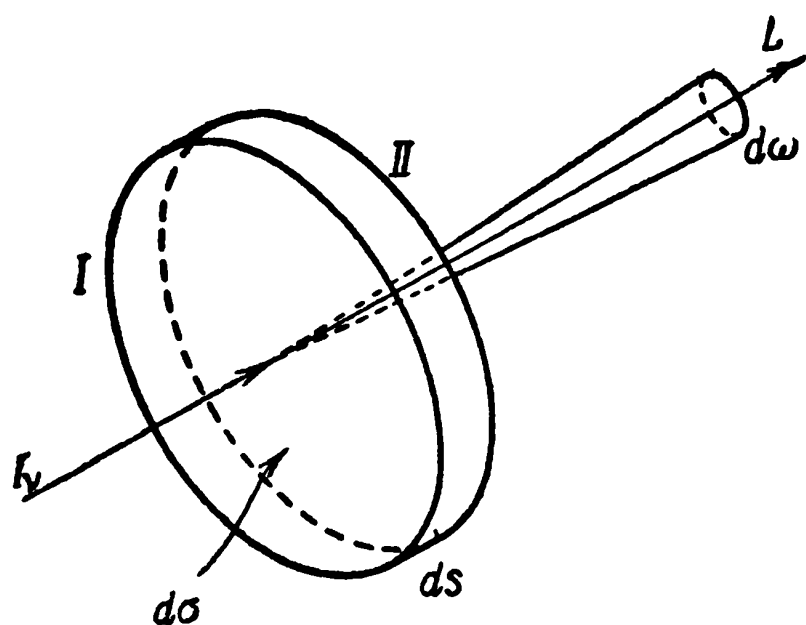


Рис. 3.

Пусть $E_{\text{вход}}$ будет количеством лучистой энергии **), прошедшей за время dt через первое (I) основание $d\sigma$ цилиндра в пределах телесного угла $d\omega$ и внутри интервала частот от ν до $\nu + d\nu$. Это количество согласно (2.2) будет равно ($\cos \vartheta = 1$):

$$E_{\text{вход}} = I_\nu d\omega d\sigma dt d\nu. \quad (2.19)$$

Излучение, вышедшее из цилиндра через его второе (II) основание, $E_{\text{выход}}$, будет характеризоваться измененной интенсивностью $I_\nu + dI_\nu$; соответственно будем иметь:

$$E_{\text{выход}} = (I_\nu + dI_\nu) d\omega d\sigma dt d\nu. \quad (2.20)$$

Рассмотрим, благодаря чему произошло изменение $E_{\text{выход}}$. Во-первых, соответствующий пучок энергии, выйдя из второго основания цилиндра, должен был увеличиться за счет того, что само вещество цилиндра излучает и, в частности, излучает в направлении L . Чтобы учесть это, мы должны к величине $E_{\text{вход}}$ прибавить энергию, которая была излучена нашим цилиндром в направлении L , в пределах того же самого телесного угла $d\omega$, за тот же промежуток времени dt и внутри того же интервала частот $d\nu$. Назовем эту энергию $\Delta E_{\text{собств}}$. Она согласно (2.10) будет равна:

$$\Delta E_{\text{собств}} = j_\nu \rho d\sigma ds d\omega dt d\nu, \quad (2.21)$$

*) Предполагается, что высотой рассматриваемого цилиндра можно пренебречь по сравнению с радиусом его основания.

**) Значок ν при E мы ради краткости опустим.

ибо

$$dm = \rho d\sigma ds. \quad (2.22)$$

Второй причиной, изменившей $E_{\text{вход}}$, является поглощение излучения в цилиндре. Количество поглощенной энергии $\Delta E_{\text{погл}}$ будет согласно (2.13) равно:

$$\Delta E_{\text{погл}} = -E_{\text{вход}} \kappa_{\nu} \rho ds, \quad (2.23)$$

ибо определяющее равенство (2.13) имеет место не только в отношении интенсивности, но и энергии, как было сказано ранее.

Составим уравнение, учитывая все изменения количества энергии, происходящие при прохождении излучения через цилиндр:

$$E_{\text{выход}} = E_{\text{вход}} + \Delta E_{\text{собств}} + \Delta E_{\text{погл}}, \quad (2.24)$$

причем знак минус в $\Delta E_{\text{погл}}$ уже учтен в (2.23); последнее слагаемое мы можем в соответствии с (2.19) и (2.23) переписать так:

$$\Delta E_{\text{погл}} = -I_{\nu} \kappa_{\nu} \rho ds d\omega d\sigma dt d\nu. \quad (2.25)$$

Применяя таким же образом формулы (2.19), (2.20), (2.21) и (2.25) и произведя необходимые сокращения в полученном уравнении, найдем искомое *уравнение переноса*:

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = -I_{\nu} \kappa_{\nu} \rho + j_{\nu} \rho. \quad (2.26)$$

Это уравнение описывает изменения интенсивности излучения, происходящие при прохождении излучения через поглощающую и излучающую среду.

Независимая переменная s в уравнении (2.26) представляет в некоторых отношениях неудобства. Поэтому мы перейдем к другой переменной, именно к глубине данного слоя в звездной фотосфере. В связи с этим напомним, что мы исследуем звездные фотосферы, толщина которых весьма мала по сравнению с радиусом звезды. Следовательно, в каждом элементе звезд-

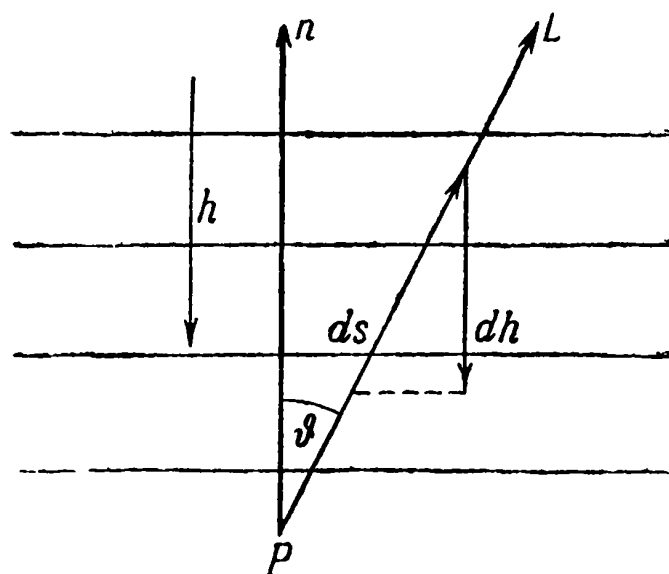


Рис. 4.

ной фотосферы слои, образующие последнюю, мы можем рассматривать как плоскопараллельные. Нормаль n к этим слоям (она совпадает по направлению с радиусом звезды) и направление луча L составляют угол ϑ (рис. 4). Введем теперь глубину h , отсчитываемую вдоль нормали и возрастающую извне к центру звезды. Тогда из рис. 4 следует:

$$ds = -\sec \vartheta dh. \quad (2.27)$$

В соответствии с (2.27) уравнение переноса (2.26) переписывается так:

$$\cos \vartheta \frac{dI_{\nu}(\vartheta)}{dh} = I_{\nu}(\vartheta) \kappa_{\nu} \rho - j_{\nu} \rho, \quad (2.28)$$

причем из (2.28) ясно, что I_{ν} является функцией угла ϑ .

§ 3. Лучистое равновесие звездной фотосферы. Решение уравнения переноса

1. Условие лучистого равновесия. Мы уже указывали, что главной задачей нашей теории является установление закона изменения температуры и других параметров (давления, плотности и пр.) внутри звездной фотосферы.

Рассмотрим некоторый элемент объема Δv внутри звездной фотосферы. Пусть полное количество энергии, приобретаемое ежесекундно этим элементом в результате взаимодействия с другими частями звездной фотосферы, будет E_+ . Пусть, далее, полное количество энергии, теряемое ежесекундно этим же элементом, будет E_- .

Температурный режим внутри Δv будет определяться соотношением между величинами E_+ и E_- . Если, например, $E_+ > E_-$, то внутренняя энергия объема будет непрерывно возрастать, а следовательно, будет расти и температура внутри него. Если же, напротив, $E_+ < E_-$, то теряться энергии будет больше, чем приобретаться, и, следовательно, температура внутри элемента Δv будет понижаться. В § 1 мы установили, что объектом нашего изучения будут лишь фотосферы *стационарных звезд*, т. е. звезд, энергетический режим которых не меняется со временем. В этом случае температура внутри любого объема звездной фотосферы должна оставаться постоянной, не зависящей от времени. Это будет иметь место только в том случае, если будет выполняться равенство

$$E_+ = E_-, \quad (3.1)$$

которое является *условием энергетического равновесия*.

Равенство (3.1) имеет самый общий вид. Однако, как нами было указано в § 2, основным фактором, определяющим перенос энергии с места на место в фотосферах стационарных звезд, является перенос тепловой энергии излучением. Следовательно, величины E_+ и E_- в рассматриваемой нами теории тождественны энергии излучения. А именно, величина E_+ должна быть *лучистой энергией, поглощаемой* ежесекундно объемом Δv , величина же E_- — *лучистой энергией, излучаемой* ежесекундно тем же объемом. В соответствии со сказанным наша теория будет в дальнейшем именоваться *теорией лучистого равновесия*.

Первая наша задача будет состоять в том, чтобы написать величины E_+ и E_- в явном виде. Начнем с величины E_- .

Пусть рассматриваемый нами объем Δv имеет массу dm . Тогда полное количество энергии, излучаемой объемом Δv в единицу времени, будет согласно (2.10) равно:

$$E_- = dm \int_0^\infty \int_{4\pi} j_\nu d\omega d\nu, \quad (3.2)$$

причем интеграция распространяется по всему спектру и по всему телесному углу 4π .

Подсчитаем теперь E_+ . Для этого возьмем тот же элемент объема Δv с плотностью поглощающего вещества ρ . Этот элемент (рис. 5) окружим замкнутой поверхностью Σ , размеры которой пусть будут весьма велики по сравнению с размерами поверхности σ , ограничивающей сам объем Δv .

Кроме того, элемент Δv мы расположим так, чтобы расстояние от него до любой точки поверхности Σ было также весьма большим по сравнению с размерами самого элемента. Рассмотрим теперь пучок лучей, входящий в объем Σ и проходящий последовательно через элементы $d\Sigma$ и $d\sigma$ поверхностей Σ и σ . Пусть элемент $d\Sigma$ виден из $d\sigma$ (а следовательно, и из любой точки объема Δv в силу малости последнего) под телесным углом $d\omega$. Тогда количество лучистой энергии, проходящей через площадку $d\sigma$ за время dt , внутри телесного угла $d\omega$ и в интервале частот ν и $\nu + d\nu$ будет равно согласно (2.2):

$$I_\nu d\sigma \cos \vartheta dt d\omega d\nu, \quad (3.3)$$

причем вся эта энергия проходит и через площадку $d\Sigma$.

Из количества энергии (3.3) в объеме Δv будет поглощено согласно (2.13) количество

$$I_\nu d\sigma \cos \vartheta dt d\omega d\nu \kappa_\nu \rho ds, \quad (3.4)$$

где ds — высота цилиндра $d\Delta v$ *).

Произведение $d\sigma \cos \vartheta ds$ является объемом цилиндра $d\Delta v$, высота которого равна ds , а площадь основания $d\sigma \cos \vartheta$ (см. рис. 5). Если

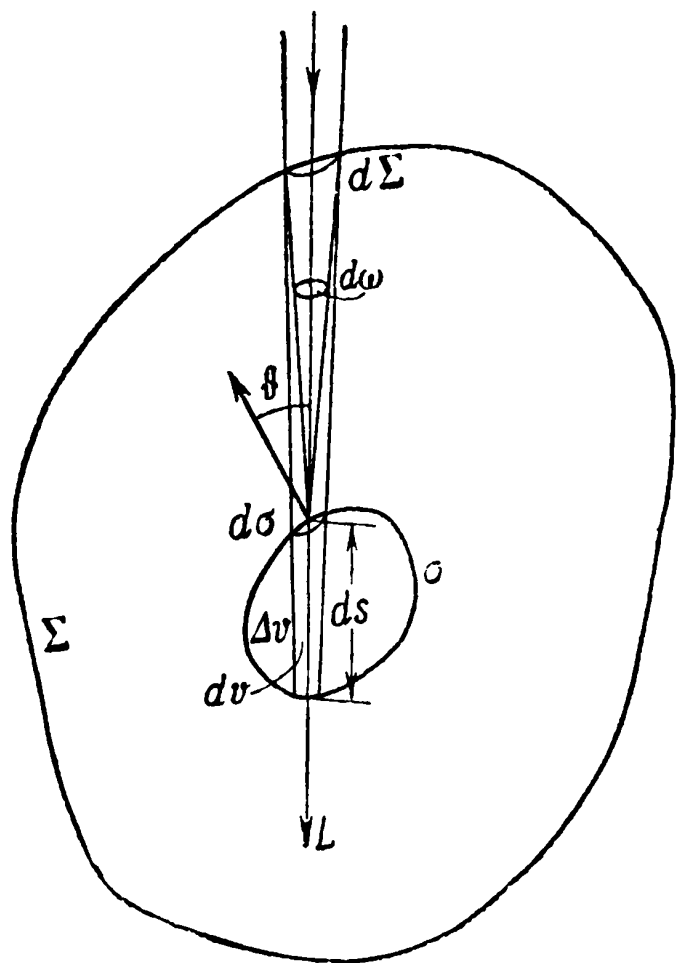


Рис. 5.

*) Объем $d\Delta v$ можно считать цилиндром вследствие малости $d\omega$.

мы объем $d\sigma \cos \vartheta ds$ заменим через $d\mathcal{V}$, то выражение (3.4) переписывается так:

$$I_\nu \rho x_\nu d\mathcal{V} dt d\omega d\nu. \quad (3.5)$$

Проинтегрируем теперь (3.5) по всему объему $\Delta\mathcal{V}$. Тем самым мы получим количество поглощаемой всем объемом $\Delta\mathcal{V}$ лучистой энергии, прошедшей предварительно через $d\Sigma$. Ввиду малости $\Delta\mathcal{V}$ и удаленности его от поверхности Σ величину I_ν при интегрировании можно считать постоянной; тем самым вместо $d\mathcal{V}$ в выражении (3.5) мы получим просто $\Delta\mathcal{V}$.

Чтобы учесть излучение, падающее на $\Delta\mathcal{V}$ со всей поверхности Σ , мы должны полученное выражение проинтегрировать по $d\omega$. При этом локализация внутри $\Delta\mathcal{V}$ точки, из которой отсчитываются телесные углы $d\omega$, для нас совершенно не существенна, ибо опять-таки мы считаем $\Delta\mathcal{V}$ малым и весьма удаленным от поверхности Σ . Для полной энергии $(E_+)_\nu d\nu$, поглощаемой каждую секунду объемом $\Delta\mathcal{V}$ и заключенной в промежутке частот $d\nu$, мы получим, учитывая, что $dm = \rho \Delta\mathcal{V}$:

$$(E_+)_\nu d\nu = x_\nu dm d\nu \int_{4\pi} I_\nu d\omega. \quad (3.6)$$

Наконец, интегрируя по всем частотам, мы получим:

$$E_+ = dm \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\nu x_\nu d\omega d\nu. \quad (3.7)$$

Следовательно, условие лучистого равновесия в соответствии с (3.1) мы можем на основании (3.2) и (3.7) переписать так:

$$\int_0^\infty \int_{4\pi} j_\nu d\omega d\nu = \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\nu x_\nu d\omega d\nu. \quad (3.8)$$

При наличии лучистого равновесия интегральный поток излучения πH в «плоской» фотосфере остается постоянным на всех уровнях. Чтобы доказать это, помножим уравнение переноса (2.28) на $d\omega d\nu$ и проинтегрируем его по всей сфере и по всему спектру.

Тогда получим:

$$\frac{d}{dh} \int_0^\infty \int_{4\pi} I_\nu(\vartheta) \cos \vartheta d\omega d\nu = \rho \int_0^\infty \int_{4\pi} [I_\nu(\vartheta) x_\nu - j_\nu] d\omega d\nu, \quad (3.9)$$

ибо переменные ω , ν и h являются независимыми.

Величина, стоящая под знаком дифференцирования, является согласно (2.6) потоком πH . С другой стороны, правая часть (3.9) в силу (3.8) равна нулю. Следовательно, поток πH является постоянным (не зависящим от h).

В связи с этим выводом сделаем два следующих замечания:

1) Постоянство потока πH имеет место только для тех фотосфер, слой которых могут рассматриваться как плоскопараллельные. Напротив, в достаточно протяженных фотосферах (которых мы сейчас не касаемся) поток πH убывает наружу обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды.

2) Установленное нами постоянство полного потока πH для плоских фотосфер отнюдь не распространяется на монохроматический поток πH_ν , который в общем случае меняется с глубиной. А так как поток πH является постоянным, то это означает, что его спектральный состав меняется с глубиной. В частности, при погружении в глубь фотосферы все большую роль начинает играть излучение с короткими длинами волн. Конкретный пример зависимости πH_ν от глубины для различных частот мы рассмотрим в § 6.

2. Гипотеза о локальном термодинамическом равновесии. Теперь введем в наши исходные уравнения (2.28) и (3.8) температуру — главный физический параметр нашей задачи. Мы предположим (и это будет основной гипотезой нашей теории), что в каждой малой области звездной фотосферы соотношение между коэффициентами j_ν и κ_ν таково же, как и в случае термодинамического равновесия. В этом случае согласно закону Кирхгофа

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T), \quad (3.10)$$

где $B_\nu(T)$ — интенсивность излучения абсолютно черного тела, определяемая законом Планка:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (3.11)$$

Таким образом, мы будем считать, что к каждой малой области звездной фотосферы можно применять закон (3.10); параметр T , входящий в этот закон, мы будем отождествлять с температурой данного уровня фотосферы. Это предположение мы будем называть гипотезой о *локальном термодинамическом равновесии* в отличие от того случая равновесия, когда температура постоянна внутри всей изучаемой полости.

Для обоснования введенной нами гипотезы о наличии локального термодинамического равновесия в фотосферах звезд мы можем идти двумя путями: во-первых, используя (3.10) и построив до конца нашу теорию лучистого равновесия, мы можем сравнить ее выводы с результатами наблюдений, что явится проверкой обоснованности вышеуказанной гипотезы; во-вторых, развив теорию звездных фотосфер и определив физические условия, существующие в фотосферах звезд, мы можем проверить применимость закона (3.10) с чисто физической точки зрения. Обоими путями мы и воспользуемся в дальнейшем. Пока же предположение о том, что в каждой малой области звездной

фотосферы существует локальное термодинамическое равновесие при температуре данной области, является для нас гипотезой и мы это должны помнить.

Вводя теперь в уравнение переноса (2.28) закон Кирхгофа (3.10), мы находим:

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\vartheta) - B_\nu, \quad (3.12)$$

причем

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu \rho dh \quad (3.13)$$

есть элемент оптической толщи τ_ν . Заметим, что вместо глубины h мы ввели переменную τ_ν . Условие (3.13) вполне определит нашу переменную, если мы введем определенное начало отсчета τ_ν . Удобно условиться считать τ_ν равной нулю на внешней границе атмосферы звезды. Тогда $\tau_\nu = \int_{\text{вн. граница}}^h \kappa_\nu \rho dh$.

Вводя, далее, закон (3.10) в условие лучистого равновесия (3.8), получим:

$$\int_0^\infty \int_{4\pi} I_\nu(\vartheta) \kappa_\nu d\omega d\nu = \int_0^\infty \int_{4\pi} B_\nu \kappa_\nu d\omega d\nu. \quad (3.14)$$

Условие лучистого равновесия (3.14) мы можем переписать иначе. Введем новую величину

$$J_\nu = \int_{4\pi} I_\nu(\vartheta) \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (3.15)$$

Эта величина есть *средняя интенсивность* излучения в данной точке.

Поделив теперь (3.14) на 4π и заметив, что $B_\nu(T)$ не зависит от ϑ , найдем:

$$\int_0^\infty J_\nu \kappa_\nu d\nu = \int_0^\infty B_\nu \kappa_\nu d\nu. \quad (3.16)$$

3. Решение уравнений переноса.

Теперь мы должны заняться решением уравнения переноса (3.12). Разобьем совокупность направлений излучения в каждой точке звездной фотосферы на две области: верхнюю и нижнюю полусферы (рис. 6). Интенсивности, соответствующие направлениям, заключенным в

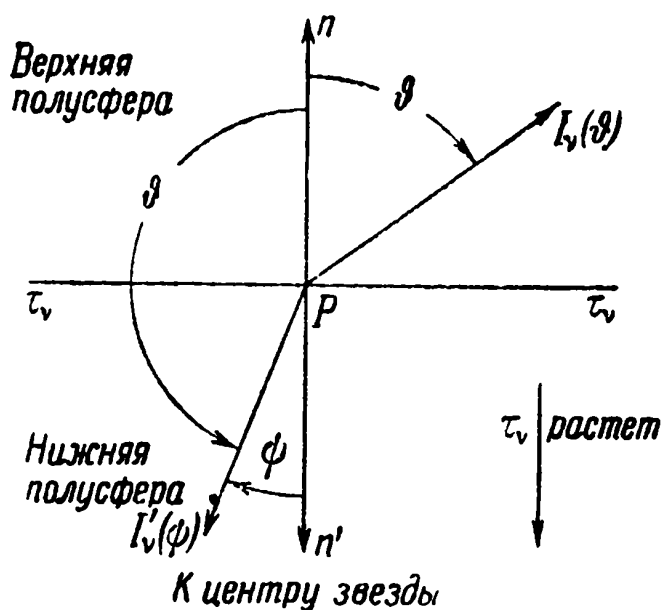


Рис. 6.

пределах $0 \leq \vartheta < \frac{\pi}{2}$, мы будем попрежнему обозначать через $I_\nu(\vartheta)$.

В нижней же полусфере ($\frac{\pi}{2} \leq \vartheta < \pi$) мы введем новый отсчет углов от

нижней нормали n' $\psi = \pi - \vartheta$ и интенсивность будем обозначать через $I'_\nu(\psi)$. Уравнение переноса (3.12) для нижней полусферы превратится в следующее:

$$\cos \psi \frac{dI'_\nu(\psi)}{d\tau_\nu} = -I'_\nu(\psi) + B_\nu, \quad (3.17)$$

ибо $\cos \vartheta = -\cos(\pi - \psi)$.

Уравнения (3.12) и (3.17) мы можем переписать и так:

$$\frac{dI_\nu(\vartheta)}{d\tau_\nu} - I_\nu(\vartheta) \sec \vartheta + B_\nu \sec \vartheta = 0, \quad (3.18)$$

$$\frac{dI'_\nu(\psi)}{d\tau_\nu} + I'_\nu(\psi) \sec \psi - B_\nu \sec \psi = 0. \quad (3.19)$$

Оба эти уравнения — линейные уравнения следующего вида:

$$\frac{dy}{dx} + P(x)y + Q(x) = 0. \quad (3.20)$$

Решение же такого уравнения можно записать в следующих двух формах, совершенно равнозначных друг другу:

$$\left. \begin{aligned} y &= Ce^{-\int_{x_0}^x P(x) dx} + e^{-\int_{x_0}^x P(x) dx} \int_x^\infty Q(x) e^{\int_{x_0}^x P(x) dx} dx, \\ y &= De^{-\int_{x_0}^x P(x) dx} - e^{-\int_{x_0}^x P(x) dx} \int_{x_0}^x Q(x) e^{\int_{x_0}^x P(x) dx} dx, \end{aligned} \right\} \quad (3.21)$$

где x_0 — произвольно выбранное, но определенное число, C (или D) — постоянная интегрирования. Как легко убедиться непосредственной подстановкой, обе формы решения (3.21) удовлетворяют уравнению (3.20).

Из сравнения (3.20) и (3.18) имеем:

$$y = I_\nu(\vartheta), \quad x = \tau_\nu, \quad P(x) = -\sec \vartheta, \quad Q(x) = B_\nu \sec \vartheta, \quad (3.22)$$

а из уравнения (3.20) и (3.19):

$$y = I'_\nu(\psi), \quad x = \tau_\nu, \quad P(x) = \sec \psi, \quad Q(x) = -B_\nu \sec \psi. \quad (3.23)$$

В дальнейшем за начало отсчета оптических глубин мы будем брать внешнюю границу атмосферы звезды, т. е. в (3.21) величину x_0 надо положить равной нулю. К центру звезды τ_ν в соответствии с (3.13) будет возрастать (см. рис. 6). Следовательно, для решений

уравнений (3.18) и (3.19) мы будем иметь:

$$\int_{x_0}^x P(x) dx = - \int_0^{\tau_v} \sec \vartheta d\tau_v = -\tau_v \sec \vartheta \quad (3.24)$$

и

$$\int_{x_0}^x P(x) dx = \int_0^{\tau_v} \sec \psi d\tau_v = \tau_v \sec \psi. \quad (3.25)$$

Учитывая формулы (3.21), (3.22), (3.23), (3.24) и (3.25), мы можем решения уравнений (3.18) и (3.19) написать в следующем виде:

$$I_v(\vartheta, \tau_v) = C_v e^{\tau_v \sec \vartheta} + e^{\tau_v \sec \vartheta} \int_{\tau_v}^{\infty} B_v e^{-t_v \sec \vartheta} \sec \vartheta dt_v, \quad (3.26)$$

$$I'_v(\psi, \tau_v) = D_v e^{-\tau_v \sec \psi} + e^{-\tau_v \sec \psi} \int_0^{\tau_v} B_v e^{t_v \sec \psi} \sec \psi dt_v, \quad (3.27)$$

причем в написании (3.26) и (3.27) подчеркивается, что интенсивность вычисляется для уровня звездной фотосферы, которому соответствует оптическая толща τ_v . Чтобы отличить эту данную оптическую толщу τ_v от переменной, вошедшей под знак интеграла, мы последнюю обозначили через t_v .

Займемся теперь определением постоянных интегрирования C_v и D_v . Физический смысл этих постоянных станет ясен, если мы разберем смысл каждого из слагаемых в решениях (3.26) и (3.27).

Подсчитаем количество лучистой энергии, излучаемой в каком-нибудь направлении ϑ за время dt , в интервале частот $(\nu, \nu + d\nu)$ и телесном угле $d\omega$ элементом массы ρds (цилиндром) с площадью основания, равной единице (см. рис. 3), расположенным на глубине t_v . Это количество энергии согласно (2.10) будет равно:

$$j_v \rho ds d\omega dt d\nu. \quad (3.28)$$

По пути до слоя с меньшей глубиной τ_v эта энергия в соответствии с (2.16) будет ослаблена в отношении некоторого экспоненциального множителя.

Если бы излучение распространялось перпендикулярно к слоям, то показатель степени был бы равен $-(t_v - \tau_v)$. Но так как излучение распространяется под углом ϑ к нормали, то показатель степени будет равен

$$-(t_v - \tau_v) \sec \vartheta. \quad (3.29)$$

Поэтому излучаемая элементом энергия (3.28) будет на глубине τ_v уже равна:

$$j_v e^{-(t_v - \tau_v) \sec \vartheta} \rho ds d\omega dt dv \quad (3.30)$$

или согласно (3.10), (3.13) и (2.27):

$$- B_v e^{-(t_v - \tau_v) \sec \vartheta} \sec \vartheta dt_v d\omega dt dv. \quad (3.31)$$

Для того чтобы учесть энергию, идущую к слою τ_v в данном направлении из всех более глубоких слоев, а не только с глубины t_v , мы должны выражение (3.31) проинтегрировать по всем t_v от τ_v до ∞ . В результате (3.31) перейдет *) в

$$d\omega dt dv \int_{\tau_v}^{\infty} B_v e^{-(t_v - \tau_v) \sec \vartheta} \sec \vartheta dt_v. \quad (3.32)$$

Поделив найденное выражение на $d\omega dt dv$, мы получим интенсивность излучения, приходящего снизу в слой с глубиной τ_v в направлении ϑ :

$$I_v(\tau_v, \vartheta) = \int_{\tau_v}^{\infty} B_v e^{-(t_v - \tau_v) \sec \vartheta} \sec \vartheta dt_v, \quad (3.33)$$

т. е. второй член выражения (3.26).

Таким образом, второй член выражения (3.26) учитывает, что излучение, приходящее под острым углом ϑ к наружной нормали в слой на глубине τ_v , складывается из излучений, возникающих во всех слоях с глубинами $t_v > \tau_v$. Первый член в (3.26) учитывает какое-то дополнительное излучение, приходящее в слой на глубине τ_v , но не из слоя, расположенного на конечной глубине. Этот член соответствует наличию на бесконечной глубине поверхности, испускающей излучение бесконечной интенсивности, которая при удалении наружу экспоненциально убывает. В нашей физической задаче такой поверхности нет, и потому $C_v = 0$.

Точно так же легко понять, что у излучения, идущего внутрь и образующего острый угол ψ с внутренней нормалью, на глубине τ_v интенсивность будет складываться из интенсивности различных слоев фотосферы, расположенных на различных глубинах $t_v < \tau_v$. В этом — физический смысл второго члена выражения (3.27). Что касается первого члена, то он представляет собой излучение, проникающее в фотосферу снаружи и при достижении глубины τ_v ослабленное в $e^{-\tau_v \sec \psi}$ раз. Во всех случаях, за исключением тесных двойных звезд, где излучение первой звезды в фотосфере второй звезды играет определенную

*) Так как величина s у нас растет от центра звезды, то интеграция (3.31) должна происходить от $t_v = \infty$ до $t_v = \tau_v$ (см. рис. 4). Переставив (с переменной знака перед интегралом) пределы интегрирования, мы получим (3.32).

роль, излучение, входящее в фотосферу, ничтожно, и поэтому можно положить $D_\nu = 0$.

Итак, мы имеем:

$$C_\nu = 0, \quad (3.34)$$

$$D_\nu = 0. \quad (3.35)$$

Подставляя $C_\nu = 0$ в (3.26) и учитывая (3.35), получим согласно (3.26) и (3.27):

$$I_\nu(\vartheta, \tau_\nu) = e^{\tau_\nu \sec \vartheta} \int_{\tau_\nu}^{\infty} B_\nu e^{-t_\nu \sec \vartheta} \sec \vartheta dt_\nu, \quad (3.36)$$

$$I'_\nu(\psi, \tau_\nu) = e^{-\tau_\nu \sec \psi} \int_0^{\tau_\nu} B_\nu e^{t_\nu \sec \psi} \sec \psi d\tau_\nu. \quad (3.37)$$

Из формулы (3.36) следует, между прочим, для интенсивности излучения, выходящего на поверхность фотосферы и идущего в направлении ϑ :

$$I_\nu(\vartheta, 0) = \int_0^{\infty} B_\nu e^{-\tau_\nu \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau_\nu, \quad (3.38)$$

так как на границе фотосферы $\tau_\nu = 0$.

4. Усреднение уравнений переноса. Теперь мы рассмотрим вопрос об усреднении уравнений переноса излучения. С математической точки зрения как теория лучистого равновесия звездных фотосфер, так и теория линий поглощения, которая будет рассмотрена в следующей главе курса, являются весьма сложными. Одной из наиболее серьезных трудностей является то, что при решении задачи приходится учитывать изменение интенсивности излучения с направлением, т. е. в зависимости от углов ϑ и ψ в каждой точке фотосферы. Если не требовать особо высокой точности от конечных результатов, можно ввести некоторые упрощающие предположения относительно величин $I_\nu(\vartheta)$ и $I'_\nu(\psi)$; мы усредним их по направлениям.

Там, где это окажется возможным, ошибки усреднения мы оценим путем сравнения найденных результатов с результатами более строгого рассмотрения соответствующих проблем.

Выпишем еще раз уравнения (3.12) и (3.17):

$$0 \leq \vartheta < \frac{\pi}{2}, \quad \cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\vartheta) - B_\nu, \quad (3.12)$$

$$0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}, \quad \cos \psi \frac{dI'_\nu(\psi)}{d\tau_\nu} = -I'_\nu(\psi) + B_\nu. \quad (3.17)$$

Помножим обе части этих уравнений на $\frac{d\omega}{2\pi}$ и результат проинтегрируем в пределах соответствующих полусфер. Тогда получим:

$$0 \leq \vartheta \leq \frac{\pi}{2}, \quad \frac{d}{d\tau_v} \int_{2\pi} I_v(\vartheta) \cos \vartheta \frac{d\omega}{2\pi} = \int_{2\pi} I_v(\vartheta) \frac{d\omega}{2\pi} - B_v, \quad (3.39)$$

$$0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}, \quad \frac{d}{d\tau_v} \int_{2\pi} I'_v(\psi) \cos \psi \frac{d\omega}{2\pi} = - \int_{2\pi} I'_v(\psi) \frac{d\omega}{2\pi} + B_v, \quad (3.40)$$

ибо B_v не зависит от ϑ и ψ .

Вынесем теперь в (3.39) и (3.40) $\cos \vartheta$ и $\cos \psi$ из-под знаков интеграла по теореме о среднем и обозначим их средние значения через $\overline{\cos \vartheta}$ и $\overline{\cos \psi}$; ясно, что вследствие зависимости $I_v(\vartheta)$ и $I'_v(\psi)$ от τ_v , $\overline{\cos \vartheta}$ и $\overline{\cos \psi}$ будут вообще зависеть от τ_v .

Предполагая, однако, в качестве приближения, что обе эти величины постоянны, мы найдем:

$$\overline{\cos \vartheta} \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - B_v, \quad (3.41)$$

$$\overline{\cos \psi} \frac{dI'_v}{d\tau_v} = -I'_v + B_v, \quad (3.42)$$

где

$$I_v = \int_{2\pi} I_v(\vartheta) \frac{d\omega}{2\pi}, \quad (3.43)$$

$$I'_v = \int_{2\pi} I'_v(\psi) \frac{d\omega}{2\pi} \quad (3.44)$$

суть средние интенсивности в соответствующих полусферах.

Для того чтобы из уравнений (3.41) и (3.42) найти интенсивности I_v и I'_v , мы должны определить $\overline{\cos \vartheta}$ и $\overline{\cos \psi}$. Обе указанные величины не являются простыми средними от косинусов углов в соответствующих полусферах*). В соответствии с (3.39) и (3.40) средние величины от $\cos \vartheta$ и $\cos \psi$ являются, в сущности говоря, *взвешенными средними* с весами соответственно $I_v(\vartheta)$ и $I'_v(\psi)$. Поэтому определение

*) Простое среднее от $\cos \vartheta$ равно $\int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \vartheta \frac{d\omega}{2\pi} = \frac{1}{2}$. То же получается и

для $\overline{\cos \psi}$. Полагая $\overline{\cos \vartheta} = \overline{\cos \psi} = \frac{1}{2}$, мы получаем весьма грубое приближение, именуемое приближением Шварцшильда.

величин $\overline{\cos \vartheta}$ и $\overline{\cos \psi}$ должно проводиться с учетом общих соотношений, характеризующих поле излучения в звездной фотосфере. Для этого откажемся на момент от разделения поля излучения на две полусферы и вообще от усреднения интенсивностей и будем считать угол ϑ меняющимся от 0 до π . В этом случае уравнение переноса следует взять в виде (3.12). Помножим последнее на $\cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}$ и проинтегрируем результат по всей сфере. Тогда получим:

$$\frac{d}{d\tau_v} \int_{4\pi} I_v(\vartheta) \cos^2 \vartheta \frac{d\omega}{4\pi} = \int_{4\pi} I_v(\vartheta) \cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi} - \int_{4\pi} B_v \cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (3.45)$$

Имея в виду, что B_v не зависит от ϑ , легко найти на основании (2.8), что второй член правой части (3.45) равен нулю. Введем, далее, величину

$$K_v = \int_{4\pi} I_v(\vartheta) \cos^2 \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (3.46)$$

Тогда, принимая во внимание определение потока (2.5), мы получим вместо (3.45)

$$\frac{dK_v}{d\tau_v} = \frac{H_v}{4}. \quad (3.47)$$

Это уравнение имеет точный характер и не связано ни с какими приближениями. С его помощью мы и определим величины $\overline{\cos \vartheta}$ и $\overline{\cos \psi}$. Для этого выразим величины K_v , H_v и величину J_v , введенную нами выражением (3.15), через средние интенсивности. Начнем с величины K_v . Согласно (3.46) и (2.8) она равна:

$$\begin{aligned} K_v &= \int_{4\pi} I_v(\vartheta) \cos^2 \vartheta \frac{d\omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \int_0^\pi I_v(\vartheta) \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_v(\vartheta) \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta + \int_{\frac{\pi}{2}}^\pi I_v(\vartheta) \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \right\} = \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_v(\vartheta) \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta + \int_0^{\frac{\pi}{2}} I'_v(\psi) \cos^2 \psi \sin \psi d\psi \right\} = \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \overline{I_v(\vartheta)} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta + \overline{I'_v(\psi)} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \psi \sin \psi d\psi \right\}, \end{aligned} \quad (3.48)$$

где $\overline{I_v(\vartheta)}$ и $\overline{I'_v(\psi)}$ — средние значения интенсивностей в соответствующих полусферах, найденные по теореме о среднем.

Если допустить, что эти средние равны соответственно средним уравнений (3.41) и (3.42), и вычислить интегралы в последней фигурной скобке (3.48), каждый из которых равен $\frac{1}{3}$, получим:

$$K_v = \frac{1}{6} (I_v + I'_v). \quad (3.49)$$

Совершенно аналогичным путем по формулам (2.5) и (3.15) можно вычислить H_v и J_v :

$$H_v = I_v - I'_v, \quad (3.50)$$

$$J_v = \frac{1}{2} (I_v + I'_v). \quad (3.51)$$

Таким образом, основное наше упрощающее предположение состоит в том, что при вычислении K_v , H_v и J_v мы допускаем, что во всех трех случаях средние интенсивности $\overline{I_v(\vartheta)}$, $\overline{I'_v(\psi)}$ равны соответственно средним величинам I_v и I'_v уравнений (3.41) и (3.42).

К тем же выражениям (3.49), (3.50) и (3.51), а также к уравнениям (3.41) и (3.42) мы могли бы прийти, предполагая с самого начала рассуждений, что в соответствующих полусферах интенсивности $I_v(\vartheta)$ и $I'_v(\psi)$ не зависят от направлений. В этом случае (см. рис. 7), мы имеем:

$$0 \leq \vartheta < \frac{\pi}{2}, \quad I_v(\vartheta) \equiv I_v, \quad (3.52)$$

$$0 \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}, \quad I'_v(\psi) \equiv I'_v. \quad (3.53)$$

Сравнивая теперь (3.49) и (3.51), мы находим, что

$$J_v = 3K_v, \quad (3.54)$$

в связи с чем уравнение (3.47) примет вид:

$$\frac{dJ_v}{d\tau_v} = \frac{3}{4} H_v. \quad (3.55)$$

Это же уравнение на основании (3.50) и (3.51) можно также переписать следующим образом:

$$\frac{d(I_v + I'_v)}{d\tau_v} = \frac{3}{2} (I_v - I'_v). \quad (3.56)$$

Учитывая, что свойства поля излучения в верхней полусфере не могут существенно отличаться от таковых же в нижней, мы примем,

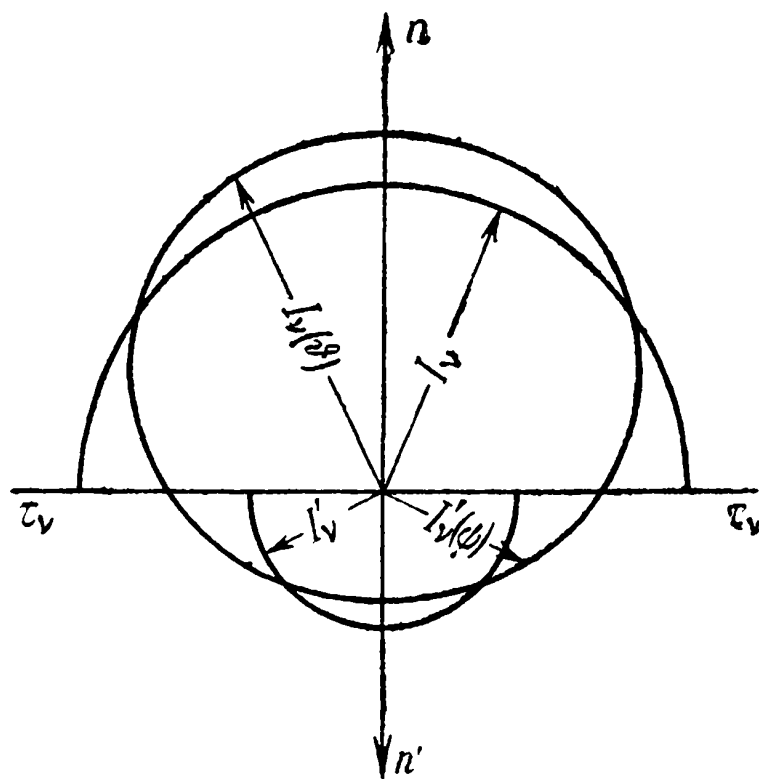


Рис. 7.

что в уравнениях (3.41) и (3.42) средние от косинусов равны друг другу. Это будет последним упрощением:

$$\overline{\cos \vartheta} = \overline{\cos \psi} = a. \quad (3.57)$$

Следовательно, наши уравнения (3.41) и (3.42) примут вид

$$a \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - B_v, \quad (3.58)$$

$$a \frac{dI'_v}{d\tau_v} = -I'_v + B_v. \quad (3.59)$$

Складывая их, мы найдем:

$$a \frac{d(I_v + I'_v)}{d\tau_v} = I_v - I'_v. \quad (3.60)$$

Сравнивая, наконец, (3.60) и (3.56), найдем, что $a = \frac{2}{3}$, в связи с чем наши уравнения переноса для средних интенсивностей примут окончательный вид

$$\frac{2}{3} \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - B_v, \quad (3.61)$$

$$\frac{2}{3} \frac{dI'_v}{d\tau_v} = -I'_v + B_v. \quad (3.62)$$

Решение этих уравнений сразу же можно написать. Действительно, с формальной точки зрения на последние можно смотреть как на уравнения (3.12) и (3.17) с $\cos \vartheta = \cos \psi = \frac{2}{3}$. И так как решение уравнений (3.12) и (3.17) дается формулами (3.36) и (3.37), то решение уравнений (3.61) и (3.62) будет:

$$I_v = e^{\frac{3}{2}\tau_v} \int_{\tau_v}^{\infty} B_v e^{-\frac{3}{2}t_v} \frac{3}{2} dt_v. \quad (3.63)$$

$$I'_v = e^{-\frac{3}{2}\tau_v} \int_0^{\tau_v} B_v e^{\frac{3}{2}t_v} \frac{3}{2} dt_v. \quad (3.64)$$

§ 4. Теория лучистого равновесия для коэффициента поглощения, не зависящего от частоты

1. Распределение температуры в фотосфере с глубиной. В настоящем параграфе мы рассмотрим случай, когда коэффициент поглощения внутри звездной фотосферы на всех глубинах не зависит от частоты. Вещество, обладающее такими свойствами, называется *серой материей*. При этом сразу же следует отметить, что рассма-

тривиальный случай очень часто бывает весьма далек от действительности. Даже у звезд типа Солнца, где отклонение от «серости» наименьшее, коэффициент поглощения, как мы далее увидим, заметно меняется с частотой. Тем не менее изучение свойств фотосферы с $\kappa_\nu = \kappa = \text{const}$ представляет во многих отношениях большой интерес. Во-первых, в этом случае мы легче всего сможем оценить ошибки нашего усреднения интенсивностей $I_\nu(\vartheta)$ и $I'_\nu(\psi)$ и замены их величинами I_ν и I'_ν . Во-вторых, случай с $\kappa_\nu = \kappa = \text{const}$ является своего рода образцом, сравнение с которым дает нам возможность судить о зависимости κ_ν от частоты. Наконец, случай $\kappa_\nu = \kappa$ исторически был рассмотрен раньше других и с него началось развитие теории лучистого равновесия.

Рассмотрим сначала вопрос о распределении температуры в фотосфере. Так как коэффициент поглощения не зависит от частоты, т. е. соблюдается условие

$$\kappa_\nu = \kappa = \text{const}, \quad (4.1)$$

мы можем для оптической глубины написать:

$$d\tau = \kappa \rho dh. \quad (4.2)$$

Условие лучистого равновесия (3.16) примет в силу (4.1) вид

$$J = B, \quad (4.3)$$

где

$$J = \int_0^\infty J_\nu d\nu \quad (4.4)$$

и

$$B = \int_0^\infty B_\nu d\nu. \quad (4.5)$$

Заменяя в уравнениях переноса (3.61) и (3.62) дифференциал $d\tau$, на $d\tau$ и проинтегрировав оба уравнения по частоте от $\nu = 0$ до $\nu = \infty$, получим:

$$\frac{2}{3} \frac{dI}{d\tau} = I - B, \quad (4.6)$$

$$\frac{2}{3} \frac{dI'}{d\tau} = -I' + B, \quad (4.7)$$

причем

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu \quad \text{и} \quad I' = \int_0^\infty I'_\nu d\nu. \quad (4.8)$$

Проинтегрировав по частоте в тех же пределах равенства (3.50) и (3.51), найдем:

$$H = I - I', \quad (4.9)$$

$$J = \frac{1}{2} (I + I'). \quad (4.10)$$

Сложим теперь (4.6) и (4.7) и примем во внимание (4.9) и (4.10). Тогда получим:

$$\frac{dJ}{d\tau} = \frac{3}{4} H. \quad (4.11)$$

Заменяя, далее, в соответствии с (4.3) величину J на B и учитывая доказанное нами в § 3 постоянство потока H с глубиной, мы можем проинтегрировать уравнение (4.11), что дает:

$$B = \frac{3}{4} H\tau + B_0, \quad (4.12)$$

где B_0 — постоянная интегрирования. Ее мы можем определить следующим образом. Так как на границе звезды, где $\tau = 0$, входящее излучение отсутствует, то на основании (4.9) будем иметь:

$$H = (I)_{\text{гр}}. \quad (4.13)$$

Далее, для $\tau = 0$ мы будем согласно (3.63) иметь:

$$(I_v)_{\text{гр}} = \int_0^{\infty} B_v e^{-\frac{3}{2}t} \frac{3}{2} dt, \quad (4.14)$$

или, проинтегрировав по всему спектру:

$$(I)_{\text{гр}} = \int_0^{\infty} B e^{-\frac{3}{2}t} \frac{3}{2} dt. \quad (4.15)$$

Приравнявая (4.13) и (4.15) и вводя под интеграл решение (4.12), будем иметь:

$$H = \int_0^{\infty} \left(\frac{3}{4} Ht + B_0 \right) e^{-\frac{3}{2}t} \frac{3}{2} dt, \quad (4.16)$$

причем мы учли, что под знаком интеграла функция B зависит от переменной интегрирования t . Заменяя, далее, в (4.16) величину $\frac{3}{2}t$ через x и учитывая общее соотношение

$$\int_0^{\infty} e^{-x} dx = \int_0^{\infty} x e^{-x} dx = \int_0^{\infty} x^2 e^{-x} dx = \dots 1, \quad (4.17)$$

мы сразу же найдем:

$$B_0 = \frac{H}{2}. \quad (4.18)$$

Следовательно, согласно (4.12) и (4.18)

$$B = \frac{H}{2} \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right). \quad (4.19)$$

Теперь мы должны перейти к температурам. Согласно теории теплового излучения

$$\pi B = \pi \int_0^\infty B_\nu d\nu = \sigma T^4, \quad (4.20)$$

где σ — постоянная, равная $5,672 \cdot 10^{-5}$ эрг/см² · сек · град⁴.

Введем теперь так называемую *эффективную температуру* звезды T_e . Ее мы определим через поток следующим образом:

$$\pi H = \sigma T_e^4. \quad (4.21)$$

Таким образом, произведение σT_e^4 должно давать численно количество эргов, излучаемых за 1 сек. во всех направлениях и во всем спектре одним квадратным сантиметром поверхности звезды. Введение эффективной температуры соотношением (4.21) носит несколько формальный характер. Оно связано с прежними представлениями о том, что звезды с поверхности излучают согласно закону Планка (3.11).

Эффективная температура определяет до некоторой степени среднюю температуру звездной фотосферы и посредством соотношения (4.21) полный поток излучения*).

В силу (4.21) *абсолютная болометрическая светимость* звезды с радиусом R будет равна:

$$L = 4\pi R^2 \times \pi H = 4\pi R^2 \times \sigma T_e^4. \quad (4.22)$$

Вводя теперь (4.20) и (4.21) в (4.19), найдем:

$$T^4 = \frac{T_e^4}{2} \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right). \quad (4.23)$$

Из (4.23) следует, что граничная температура фотосферы T_0 , соответствующая $\tau = 0$, будет определяться соотношением

$$T_0^4 = \frac{T_e^4}{2}. \quad (4.24)$$

Отсюда следует, что $T_0 = 0,841 T_e$.

Далее, из (4.23) мы находим, что на уровне $\tau = \frac{2}{3}$ температура фотосферы равна эффективной температуре.

*) При этом его спектральный состав может даже сильно отличаться от планковского (3.11) с температурой $T = T_e$!

Перед тем как делать дальнейшие выводы, основанные на применении (4.19) или (4.23), оценим точность этих формул.

Теория лучистого равновесия для случая серой материи относительно проста, и поэтому здесь оказался возможным существенный математический прогресс, не связанный с введением дополнительных упрощающих предположений.

Математический анализ показывает, что в рассматриваемом случае точная связь между T_0 и T_e такова:

$$T_0^4 = \frac{\sqrt{3}}{4} T_e^4, \quad (4.25)$$

откуда следует, что $T_0 = 0,811 T_e$.

Далее, Чандрасекар, пользуясь разработанным им же методом последовательных приближений [2, стр. 514], нашел в четвертом, практически точном, приближении следующую зависимость между B и τ :

$$B = \frac{3}{4} H(\tau + 0,70692 - 0,08392 e^{-4,45808\tau} - 0,03619 e^{-1,59178\tau} - 0,00946 e^{-1,10819\tau}), \quad (4.26)$$

причем и здесь соблюдается соотношение (4.25).

Для того чтобы сравнить приближенное решение (4.23) с решением (4.26), мы приводим (рис. 8) рост T с τ , вычисленный на основании

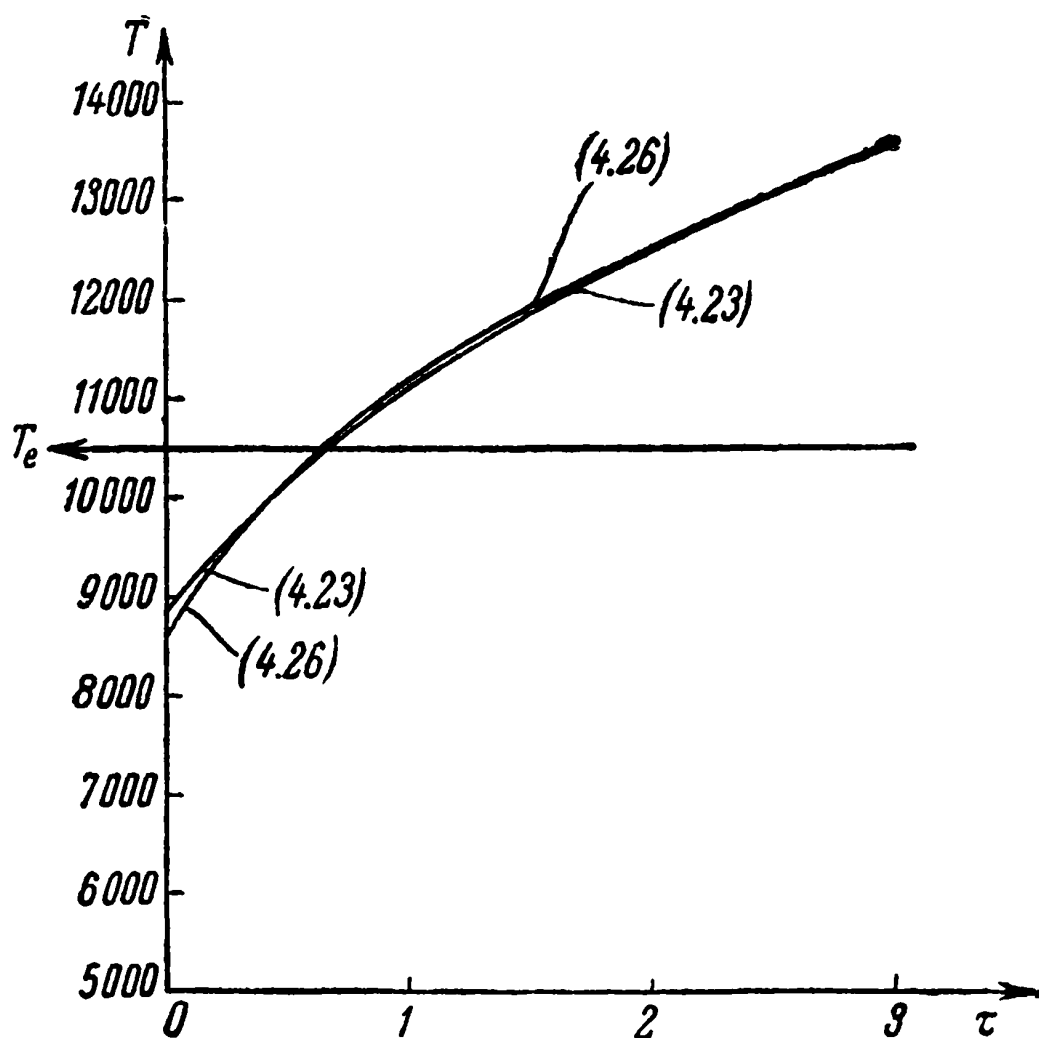


Рис. 8.

формул (4.23) и (4.26) для звезды с $T_e = 10500^\circ$. Сравнение обеих кривых показывает, что для практических целей мы можем ограни-

читься приближенным решением (4.23). С другой стороны, это приближение связано в основном лишь с усреднением интенсивностей по направлениям. Следовательно, можно думать, что тот же процесс усреднения интенсивностей будет пригоден для практических целей и в более общем случае, когда коэффициент поглощения зависит от частоты. Это предположение подтверждается и соответствующими численными расчетами.

2. Закон потемнения диска звезды к краю. Займемся теперь применением найденных решений (4.19) и (4.23). Рассмотрим изменение выходящего из звезды излучения в зависимости от направления. Даже непосредственное рассматривание солнечного диска или его фотографий указывает на ослабление яркости солнечного света от центра к краю. Качественно это легко объяснить.

Напишем вначале общее выражение для интенсивности излучения, выходящего на поверхность Солнца (звезды) под углом ϑ . Согласно (3.38) эта интенсивность с учетом (4.1) и (4.2) будет равна:

$$I_{\nu}(\vartheta, 0) = \int_0^{\infty} B_{\nu} e^{-t \sec \vartheta} \sec \vartheta dt, \quad (4.27)$$

ибо на границе звезды $\tau_{\nu} = \tau = 0$.

Выражение (4.27) мы можем переписать еще и так:

$$I_{\nu}(\vartheta, 0) = \frac{\int_0^{\infty} B_{\nu} e^{-t \sec \vartheta} \sec \vartheta dt}{\int_0^{\infty} e^{-t \sec \vartheta} \sec \vartheta dt}, \quad (4.28)$$

ибо знаменатель в (4.28) равен единице.

Таким образом, на интенсивность $I_{\nu}(\vartheta, 0)$ мы можем смотреть как на среднее взвешенное из величин B_{ν} . При этом из (4.28) следует, что чем больше $\sec \vartheta$, тем с меньших оптических глубин к нам приходит излучение. Действительно, даже при небольших t , значительно меньших, чем единица, произведение $t \sec \vartheta$ при $\vartheta \rightarrow \frac{\pi}{2}$ может стать сколь угодно большим, так что излучение с больших глубин на поверхность Солнца вовсе не будет выходить (влияние множителя $e^{-t \sec \vartheta}$). И так как B_{ν} растет с t , излучение, идущее из центра диска ($\vartheta=0$), будет поступать наружу из более нагретых (глубоких) слоев, чем излучение, идущее от периферических частей диска. Тем самым всегда будет соблюдаться неравенство

$$I_{\nu}(\vartheta, 0) < I_{\nu}(0, 0). \quad (4.29)$$

В частности, из (4.28) следует, что на краю солнечного диска, где $\vartheta \rightarrow \frac{\pi}{2}$ и $\sec \vartheta \rightarrow \infty$, будет (независимо от коэффициента поглощения):

$$I_{\nu} \left(\frac{\pi}{2}, 0 \right) \approx B_{\nu}(T_0). \quad (4.30)$$

Рассмотрим теперь данный вопрос количественно. Вначале мы обратимся к полному излучению. Для этого помножим (4.27) на $d\nu$ и результат проинтегрируем по ν от 0 до ∞ . Получим:

$$I(\vartheta, 0) = \int_0^{\infty} B e^{-t \sec \vartheta} \sec \vartheta dt. \quad (4.31)$$

Вводя (4.19) в (4.31) и выполняя соответствующее интегрирование (заменив $t \sec \vartheta$ через x), получим:

$$I(\vartheta, 0) = \frac{H}{2} \left(1 + \frac{3}{2} \cos \vartheta \right). \quad (4.32)$$

В центре диска, где $\vartheta = 0$:

$$I(0, 0) = \frac{5}{2} \frac{H}{2}, \quad (4.33)$$

откуда

$$I(\vartheta, 0) = I(0, 0) \left(1 - \frac{3}{5} + \frac{3}{5} \cos \vartheta \right) = I(0, 0) (1 - u + u \cos \vartheta), \quad (4.34)$$

причем $u = \frac{3}{5} = 0,60$.

Наблюдения в общем подтверждают закон (4.34) и дают $u = 0,56$. Рассмотрим теперь закон потемнения к краю для монохроматического излучения. Так как наблюдатели обычно употребляют шкалу длин волн, мы перепишем (4.27) следующим образом:

$$I_{\lambda}(\vartheta, 0) = \int_0^{\infty} B_{\lambda} e^{-t \sec \vartheta} \sec \vartheta dt. \quad (4.35)$$

Переход от B_{ν} , задаваемой формулой (3.11), к B_{λ} происходит на основании элементарных соображений. Так как количество энергии, излучаемой каким-либо источником, в данном интервале спектра не зависит от используемой шкалы, мы можем написать:

$$B_{\nu} |d\nu| = B_{\lambda} |d\lambda|. \quad (4.36)$$

И так как

$$\nu = \frac{c}{\lambda}, \quad (4.37)$$

то

$$|d\nu| = \frac{c}{\lambda^2} |d\lambda|. \quad (4.38)$$

Используя (3.11), (4.36), (4.37) и (4.38), получим:

$$B_{\lambda} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1}. \quad (4.39)$$

Вводя теперь (4.39) в (4.35) и используя (4.23), будем иметь:

$$I_{\lambda}(\vartheta, 0) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \int_0^{\infty} \frac{e^{-t \sec \vartheta} \sec \vartheta dt}{\frac{hc}{e^{k\lambda T_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4} t\right)^{1/4}} - 1}}. \quad (4.40)$$

Интеграл в (4.40) может быть вычислен численным интегрированием. Такого рода подсчеты приводят к следующим выводам:

1) Потемнение к краю растет с уменьшением длины волны. В частности,

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} \left[\frac{I_{\lambda}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right)}{I_{\lambda}(0, 0)} \right] = 0, \quad \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \left[\frac{I_{\lambda}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right)}{I_{\lambda}(0, 0)} \right] = 0,817, \quad (4.41)$$

причем $I_{\lambda}(0, 0)$ — интенсивность излучения, идущего из центра диска Солнца, $I_{\lambda}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right)$ — интенсивность излучения, идущего с самого края.

2) Согласие рассматриваемой теории с наблюдениями в общем вполне удовлетворительное; наибольшее расхождение не превышает 10—15%, а в среднем оно значительно меньше.

3. Непрерывный спектр звезды. Для того чтобы удостовериться в правильности наших исходных предположений, еще недостаточно согласия между теорией закона потемнения и наблюдениями. Мы должны также сравнить теоретическое и наблюдаемое распределение энергии в непрерывном спектре Солнца и звезд. Это мы можем сделать двумя путями. Для Солнца мы можем изучать распределение энергии в непрерывном спектре любой точки его диска. Теоретическое распределение энергии в непрерывном спектре будет в этом случае определяться выражением (4.40). Действительно, задавая в (4.40) какое-либо значение ϑ , мы можем для этого ϑ изучить ход $I_{\lambda}(\vartheta, 0)$ с длиной волны. Однако для звезд этот метод является непригодным, ибо мы не различаем их дисков, а регистрируем лишь суммарное излучение, посылаемое всем диском данной звезды. Подсчитаем это излучение, предполагая, что наблюдатель расположен от звезды достаточно далеко.

Расстояние какой-либо точки на диске звезды от его центра мы обозначим через r . Тогда площадь концентрического кольца толщиной dr с радиусом r будет:

$$dS = 2\pi r dr. \quad (4.42)$$

Пусть, далее, излучение, выходящее из этого кольца в направлении к наблюдателю, имеет интенсивность $I_\nu(r, 0)$ (рис. 9). Тогда указанное кольцо посылает к наблюдателю за время dt следующее количество энергии:

$$dE_\nu = 2\pi r I_\nu(r, 0) dr d\nu dt \Delta\Omega, \quad (4.43)$$

где $\Delta\Omega$ — телесный угол, под которым со звезды виден воспринимающий приемник наблюдателя.

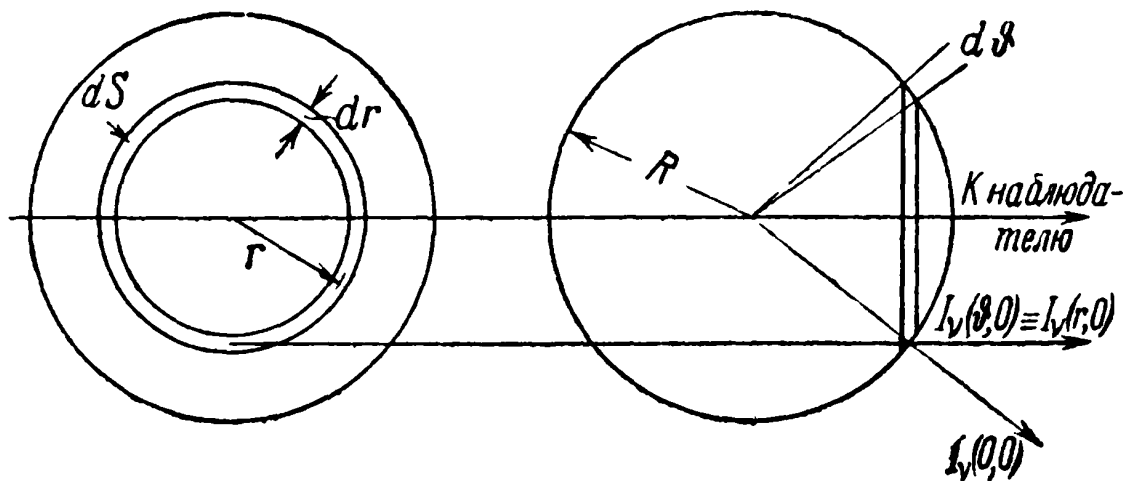


Рис. 9.

В соответствии с (4.43) количество энергии, посылаемое к наблюдателю всем диском звезды, будет равно:

$$\Delta E_\nu = d\nu dt \Delta\Omega 2\pi \int_0^R I_\nu(r, 0) r dr, \quad (4.44)$$

где R — радиус звезды.

Учитывая, далее, очевидные соотношения

$$r = R \sin \vartheta, \quad dr = R \cos \vartheta d\vartheta, \quad (4.45)$$

получим:

$$\begin{aligned} \Delta E_\nu &= d\nu dt \Delta\Omega 2\pi R^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_\nu(\vartheta, 0) \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta = \\ &= R^2 \pi (H_\nu)_{\text{гр}} d\nu dt \Delta\Omega. \end{aligned} \quad (4.46)$$

Таким образом, мы получаем от удаленной звезды излучение, спектральный состав которого определяется потоком на ее поверхности; величина потока обозначена через $\pi(H_\nu)_{\text{гр}}$.

Если мы теперь поделим выражение (4.46) на πR^2 (площадь диска звезды) и на произведение $d\nu dt \Delta\Omega$, то получим, очевидно, среднюю интенсивность $\bar{I}_\nu$ излучения, идущего от удаленной звезды. При этом согласно (4.46) мы будем иметь:

$$\bar{I}_\nu = (H_\nu)_{\text{гр}}, \quad (4.47)$$

т. е. средняя интенсивность $\bar{I}_\nu$ равна потоку $(\pi H_\nu)_{\text{гр}}$, деленному на π .

Для подсчета $(\pi H_\nu)_{\text{гр}}$ мы можем вновь использовать наши приближенные выражения предыдущего параграфа.

В соответствии с (3.50)

$$(H_\nu)_{\text{гр}} = (I_\nu)_{\text{гр}}, \quad (4.48)$$

ибо на границе $I'_\nu \equiv 0$. Следовательно, вводя (3.63), получим:

$$\bar{I}_\nu = (H_\nu)_{\text{гр}} = \int_0^\infty B_\nu e^{-\frac{3}{2}t_\nu} \frac{3}{2} dt_\nu, \quad (4.49)$$

или в случае серой материи:

$$\bar{I}_\nu = (H_\nu)_{\text{гр}} = \int_0^\infty B_\nu e^{-\frac{3}{2}t} \frac{3}{2} dt. \quad (4.50)$$

Выражения (4.49), (4.50) и дают теоретическое распределение энергии в непрерывном спектре удаленных звезд.

Переходя теперь к шкале длин волн, используя (4.50), (4.39) и (4.23), найдем:

$$\bar{I}_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \int_0^\infty \frac{e^{-\frac{3}{2}t} \frac{3}{2} dt}{\frac{hc}{e^{k\lambda T_e} \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}t\right)^{1/4}} - 1}. \quad (4.51)$$

Задавая теперь определенное значение для T_e , соответствующее данной звезде, мы можем, так же как и в случае (4.40), найти зависимость звездного (солнечного) непрерывного излучения от длины волны. Соответствующие подсчеты показывают, что теоретическое распределение энергии в непрерывном спектре звезды, имеющей заданную эффективную температуру T_e , оказывается весьма близким к планковскому (4.39) с той же эффективной температурой T_e . Наиболее существенные отклонения закона (4.51) от планковского (4.39) с той же T_e сводятся к следующему:

1) Кривая, получающаяся из (4.51), слегка смещена в сторону коротких волн по отношению к чисто планковской кривой (4.39).

2) В далекой ультрафиолетовой области спектра планковский характер закона (4.51) нарушается и $\bar{I}_\lambda$ оказывается значительно больше, чем B_λ , вычисляемое по формуле (4.39) для тех же λ и той же T_e . Это последнее отклонение прогрессивно растет с уменьшением λ .

В общем в наблюдаемой части спектра любой звезды теоретическое распределение энергии, вытекающее из (4.51), должно приближенно совпадать с планковским распределением (4.39), если за параметр T принять эффективную температуру звезды T_e . Этот

вывод мы и должны сопоставить с данными наблюдений, причем нас будет интересовать лишь относительное распределение энергии, т. е. зависимость интенсивности звездного (солнечного) излучения от длины волны.

Для того чтобы иметь возможность описывать распределение энергии в некотором интервале длин волн количественно, мы введем так называемую спектрофотометрическую температуру. Подберем такое значение температуры $T = T_c$, при котором относительное распределение интенсивности, вычисляемое по формуле Планка (4.39), наилучшим образом представит наблюдаемое распределение интенсивности в спектре звезды в этом интервале. Эту температуру мы и будем называть *спектрофотометрической температурой* звезды [20, стр. 155].

В непрерывном спектре абсолютно черного тела с температурой T мы будем иметь в любом участке спектра равенство $T_c = T$. Напротив, при нечерном излучении параметр T_c может существенно меняться для одного и того же источника излучения с изменением интервала длин волн.

Обратимся теперь к наблюдениям. Рассмотрим сначала излучение, создаваемое всем диском Солнца. Согласно существующим наблюдательным данным непрерывный спектр этого излучения в интервале

4500—7000 Å можно представить планковской кривой с $T_c = 7000—7200^\circ$, в то время как эффективная температура T_e Солнца равна 5710° . Еще большее расхождение между T_e и T_c имеет место для звезд несолнечного типа.

Спектр холодных звезд классов M—N столь искажен молекулярными полосами поглощения, что здесь введение спектрофотометрической температуры нередко является просто бессмысленным.

Далее, в интервале спектров от G0 до B0 наблюдается другое явление. Здесь интенсивность непрерывного спектра у предела серии

Бальмера ($\lambda = 3646 \text{ Å}$) испытывает скачок. Так, например, у звезд класса A0 интенсивность излучения при этой длине волны внезапно уменьшается в три раза при переходе к более коротким волнам! Величина T_c до и за пределом серии Бальмера также оказывается различной. В частности, для тех же звезд класса A0 величина T_c за пределом серии равна примерно $11\,000^\circ$. До предела же серии, т. е. от $\lambda = 3646 \text{ Å}$ в сторону больших длин волн, спектрофотометрическая температура вообще меняется с длиной волны и равна в среднем $14\,000—17\,000^\circ$, в то время как эффективная температура звезд класса A0 близка к $10\,500^\circ$!

Таким образом, различие между T_c и T_e имеется у всех звезд. Отсюда следует, что изложенная в настоящем параграфе теория должна быть определенным образом видоизменена, тем более что наличие скачка интенсивности у предела серии Бальмера в спектрах

звезд ранних классов является с точки зрения этой теории вообще непонятным (см. § 6).

Дальнейшее развитие физики звездных атмосфер показало, что главной причиной этих неувязок является несправедливость предположения о независимости коэффициента поглощения от частоты. И действительно, анализ физических условий, существующих в звездных атмосферах, показывает, что коэффициент поглощения должен меняться с частотой (длиной волны). Там, где эта зависимость наиболее слабая, согласие между теорией с $\kappa_\nu = \kappa = \text{const}$ и наблюдениями должно быть наилучшим. В частности, совпадение между рассмотренной теорией и наблюдениями потемнения на диске Солнца говорит о том, что в фотосфере Солнца отклонения от равенства $\kappa_\nu = \kappa = \text{const}$ относительно невелики.

В связи со сказанным мы должны рассмотреть теорию лучистого равновесия для коэффициента поглощения, зависящего от частоты. Однако, прежде чем это делать, мы должны познакомиться с некоторыми дополнительными вопросами, связанными с коэффициентом поглощения.

§ 5. Коэффициенты непрерывного поглощения

1. Химический состав звездных атмосфер. Вопрос о химическом составе звездных атмосфер является важным по следующим причинам. Физическая теория, подтвержденная экспериментами, показывает, что поглощательная способность каждого вещества зависит от физических условий, в которых данное вещество находится. При этом оказывается, что такого рода зависимость различна для различных элементов. Кроме того, сама поглощательная способность разных элементов различна. Поэтому результирующий коэффициент поглощения κ_ν , определяемый химическим составом всей фотосферы, будет сильно зависеть от относительного содержания отдельных элементов в фотосфере звезды.

Химический состав звездных атмосфер определяется на основании изучения спектральных линий; этот вопрос будет подробно рассмотрен во второй главе курса. Сейчас же мы приведем некоторые готовые данные, предпослав этому ряд необходимых замечаний.

Совокупность соответствующих астрофизических данных говорит о том, что химический состав атмосфер подавляющего большинства звезд практически одинаков. Исходя из этого факта, можно вполне удовлетворительно объяснить изменения спектров звезд вдоль спектральной последовательности, предполагая изменение одних лишь физических условий при переходе от одной звезды к другой; причем можно добиться не только качественного, но и количественного согласия между теорией и наблюдениями. В последнее время тождественность химического состава атмосфер различных звезд главной последовательности была подтверждена на основании изучения

спектральных линий (линий поглощения). Правда, в отдельных случаях химический состав отличается от, так сказать, «стандартного» химического состава. Отклонения от этого состава, повидимому, существуют в атмосферах тех холодных звезд, где происходит раздвоение спектров на М-ветвь и R—N-ветвь. Далее, они значительны для звезд Вольф-Райе (углеродные и азотные звезды) и для ряда звезд с особым характером спектра. Однако эти звезды мы сейчас рассматривать не будем, а в качестве исходного химического состава примем стандартный состав, используя для него числа, полученные для Солнца, химический состав которого изучен наиболее тщательно и полно.

Так как плотность вещества в атмосферах различных звезд в общем случае различна, то речь должна идти об относительном химическом составе, т. е. о процентном содержании в звездной атмосфере различных элементов. Относительное содержание мы можем определить двумя путями: 1) мы можем принять содержание какого-либо элемента за единицу и содержание остальных элементов относить к этому элементу, 2) мы можем содержание всех элементов принять за 100% (или за единицу) и содержание каждого элемента задавать в процентах (или в долях от единицы).

Относительное содержание может быть задано либо по числу атомов, либо по массе. Пусть в 1 см^3 звездной атмосферы имеется n_1 атомов первого элемента, n_2 — второго элемента и т. д. Тогда относительное содержание s -го элемента по числу атомов будет равно:

$$a_s = \frac{n_s}{n_1}, \quad (5.1)$$

или во втором случае:

$$a_s (\%) = \frac{n_s}{n_1 + n_2 + \dots + n_s + \dots} 100. \quad (5.2)$$

Если масса одного атома первого элемента есть m_1 , масса второго m_2 и т. д., то относительное содержание s -го элемента по массе будет равно:

$$\alpha_s = \frac{n_s m_s}{n_1 m_1}, \quad (5.3)$$

или в процентном соотношении:

$$\alpha_s (\%) = \frac{n_s m_s}{n_1 m_1 + n_2 m_2 + \dots + n_s m_s + \dots} 100. \quad (5.4)$$

Теперь необходимо отметить следующее. Задавая для какой-либо звезды величины a_s (или α_s), мы считаем, что этот химический состав одинаков для всех слоев ее атмосферы, т. е. величины a_s и α_s в фотосфере не меняются с глубиной. Целый ряд фактов говорит о том, что это предположение является достаточно обосно-

ванным, т. е. в звездных атмосферах имеется полное перемешивание атомов различных элементов. Например, анализ условий, существующих в солнечной короне, привел И. С. Шкловского и других авторов к выводу, что химический состав солнечной короны практически таков же, как средний состав хромосферы и тех слоев солнечной атмосферы, где возникают линии поглощения (т. е. фотосферных слоев). Так как протяженность тех слоев солнечной короны, где изучался ее химический состав (внутренняя корона), чрезвычайно велика (около 200 000 км), то в высшей степени невероятно, чтобы внутри столь тонкого слоя, как фотосфера Солнца (толщина ее 100 — 300 км), могло наблюдаться существенное изменение химического состава.

После этого краткого введения мы приведем таблицу, дающую для ряда небесных объектов логарифмы величин a_s , определяемых выражением (5.1). Величина $\lg n_1$ в этой таблице принята равной 10 (для τ Скорпиона — 9,8).

Таблица 1

Элемент	Солнце	τ Скорпиона	Планетарные туманности	Межзвездный газ
H	10,0	9,8	10,0	10,0
He	9,30 (?)	9,1	9,3	
C	6,89	6,0	6,1	
N	7,08	6,4	7,1	
O	6,65	6,8	7,3	
Na	4,33			4,4
Mg	5,57	5,6		
Ca	4,46			5,0
K	3,01			3,6
Al	4,17	4,3		
Si	5,12	5,6		
Fe	5,62 *)			
Cu	2,80			
Zn	2,52			
Sr	0,88			
Ba	0,38			
Hg	0,98			

Просмотр этой таблицы позволяет сделать следующие выводы:

1) Преобладающим элементом в звездных атмосферах (так же как в планетарных туманностях и в межзвездном газе) является водород. Атомов водорода в звездных атмосферах примерно в десять тысяч раз больше, чем всех атомов металлов, взятых вместе. После

*) Данные различных исследователей в отношении содержания Fe пока довольно значительно расходятся.

водорода идет гелий, атомы легких элементов, C, N, O и, наконец, металлы.

2) Химический состав планетарных туманностей и межзвездной среды практически таков же, как и химический состав солнечной и звездных атмосфер. Это говорит об однородности химического состава большинства небесных объектов.

2. Возбуждение и ионизация атомов. Теперь мы перейдем к вопросу о возбуждении и ионизации атомов. Ради наглядности мы будем пользоваться терминологией боровской теории, обращаясь к квантовомеханическим представлениям только там, где это необходимо.

В связи с необходимостью ввести единую терминологию и обозначения, напомним кратко основные положения этой теории.

При поглощении кванта $h\nu_{ik}$ электрон переходит с одной из более внутренних орбит i (нижнее энергетическое состояние атома) на более внешнюю — k (верхнее энергетическое состояние). Этот процесс называется *процессом возбуждения* атома. В результате возбуждения внутренняя энергия атома увеличивается на величину $h\nu_{ik}$, причем

$$\epsilon_k - \epsilon_i = h\nu_{ik}, \quad (5.5)$$

где ϵ_k и ϵ_i суть внутренние энергии атома, соответствующие нахождению электрона на орбитах k и i .

Как это обычно делается, мы будем пользоваться наглядной схемой уровней энергии, соответствующих различным возможным состояниям атома. Так как нас интересуют лишь разности энергий, мы можем наинизшему уровню приписать энергию, равную нулю.

Энергия, необходимая для того, чтобы перевести электрон с наинизшего уровня на некоторый данный, называется *потенциалом возбуждения* данного уровня. Следовательно, при вышеуказанном выборе нуль-пункта введенные нами энергии ϵ_i , ϵ_k и т. д. мы должны отождествить с потенциалами возбуждения соответствующих уровней.

До сих пор мы говорили о переводе электрона с более внутренней орбиты на более внешнюю (возбуждение атома). Обратный процесс, т. е. перескок электрона с более внешней орбиты k на более внутреннюю i , сопровождается излучением кванта $h\nu_{ik}$ в соответствии с условием (5.5).

Напомним основные положения теории ионизации атомов. Отделение электрона от атома (или иона) называется *ионизацией* атома (иона). В результате однократной ионизации нейтрального атома образуются положительно заряженный ион и свободный электрон.

При двукратной ионизации атом теряет два электрона и т. д. Процесс, противоположный ионизации, называется *рекомбинацией*. В результате рекомбинации положительно заряженный ион воссоединяется со свободным электроном. Это приводит к образованию иона, степень ионизации которого на единицу меньше, чем до рекомбинации. Если рекомбинация произошла между однократно ионизован-

ным атомом и электроном, мы получим нейтральный атом. Возможна также рекомбинация нейтрального атома с электроном. При этом образуется *отрицательный ион*.

Нейтральный атом какого-либо элемента отмечается тем, что за обозначением элемента (справа) ставится римская цифра I, например CaI.

Для однажды ионизованного атома могут применяться два вида обозначений: 1) справа сверху над символом химического элемента ставится знак плюс; 2) справа ставится римская цифра II. Например, Ca^+ или CaII. В случае дважды ионизованного атома какого-либо элемента над значком элемента ставят два плюса или справа римскую цифру III, например, Ca^{++} или CaIII. Эта символика сохраняется и для более высоких состояний ионизации.

Вторую форму записи (с римскими цифрами) следует в ряде случаев предпочесть первой, которая при многократной ионизации является весьма неудобной.

Отрыв оптического электрона от атома (или иона) может вообще произойти с любой орбиты. Энергия, потребная для отрыва электрона с самой внутренней орбиты без сообщения оторванному электрону кинетической энергии, называется *потенциалом ионизации* атома. Этот потенциал мы будем обозначать через χ_r . В случае нейтрального атома $r = 0$, для однократно ионизованного атома $r = 1$ и т. д.

Потенциал второй ионизации χ_1 является потенциалом относительно однажды ионизованного атома, а не нейтрального и т. д. Как это совершенно очевидно, величина r численно равна количеству электронов, удаленных из атома.

Для того чтобы знать, о каком атоме идет речь, о нейтральном или ионизованном, при потенциале возбуждения ϵ_k удобно ставить значок, указывающий на степень ионизации данного атома. Иначе говоря, следует, например, писать $\epsilon_{r,k}$.

Энергия, необходимая для ионизации атома с какого-либо возбужденного уровня, называется *энергией связи* этого уровня. Ее мы будем обозначать через $\chi_{r,k}$. Ясно, что всегда

$$\chi_r = \chi_{r,k} + \epsilon_{r,k}. \quad (5.6)$$

Схема уровней энергии в соответствии с нашими обозначениями представлена на рис. 10. Наинижнему уровню мы специально не приписываем никакого индекса, ибо квантовые числа этого уровня могут в общем случае оказаться самыми различными.

Слева на рис. 10 изображен тот случай, когда величина кванта $h\nu$, поглощенного атомом, больше величины χ_r , т. е. имеет место ионизация атома излучением. В этом случае, помимо отрыва электрона, последнему сообщается скорость v , и он движется с кинетической энергией $\frac{1}{2} m_e v^2$, причем соблюдается основное уравнение

фотоэффекта

$$h\nu = \chi_r + \frac{1}{2} m_e v^2, \quad (5.7)$$

где m_e — масса электрона.

Если ионизация совершается с какого-либо возбужденного уровня (т. е. уровня с энергией, большей, чем энергия наинизшего уровня, где $\varepsilon \equiv 0$), то вместо (5.7) будем иметь:

$$h\nu = \chi_{r,k} + \frac{1}{2} m_e v^2. \quad (5.8)$$

При рекомбинации электрон может попасть на любой уровень,

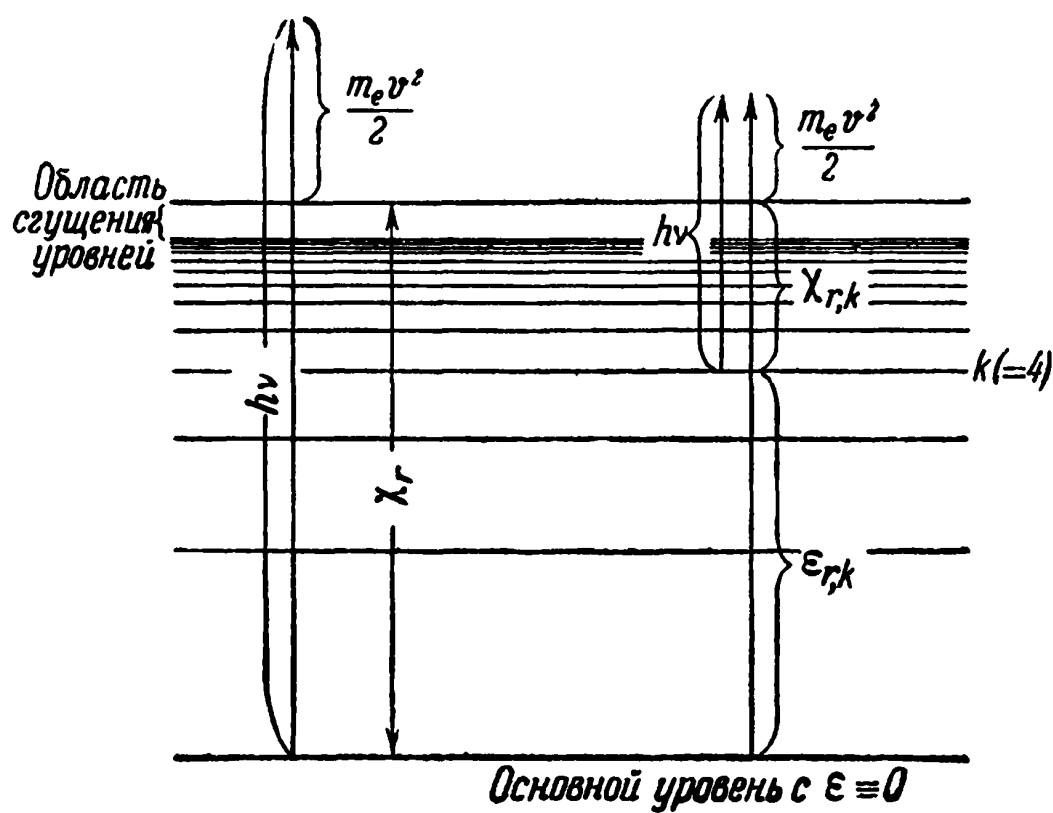


Рис. 10.

в результате чего будет излучаться квант $h\nu$ с соблюдением равенства (5.7) или (5.8).

Рассмотрим теперь количественные формулы, описывающие возбуждение и ионизацию атомов. При этом пока мы будем использовать формулы, имеющие место для термодинамического равновесия. Вопрос о том, как эти формулы должны быть изменены применительно к условиям, существующим в звездных фотосферах, мы рассмотрим позже.

Обратимся к формуле, описывающей возбуждение атомов. Пусть в 1 см^3 содержится $n_{r,k}$ раз ионизованных атомов, находящихся в возбужденном состоянии k . Пусть, далее, в том же объеме содержится $n_{r,i}$ тех же атомов, но находящихся в возбужденном состоянии i . При термодинамическом равновесии имеет место формула Больцмана

$$\frac{n_{r,k}}{n_{r,i}} = \frac{g_{r,k}}{g_{r,i}} e^{-\frac{\varepsilon_{r,k} - \varepsilon_{r,i}}{kT}}. \quad (5.9)$$

где $g_{r,k}$, $g_{r,i}$ — статистические веса уровней k и i^*), k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура. Если нижнее состояние i отождествить с наинизшим состоянием, то $\epsilon_i \equiv 0$ и в показателе останется только ϵ_k .

В тех случаях, когда речь идет только о данных r раз ионизованных атомах, значок r можно опустить.

В этом случае

$$\frac{n_k}{n_i} = \frac{g_k}{g_i} e^{-\frac{\epsilon_k - \epsilon_i}{kT}}. \quad (5.10)$$

Статистические веса и энергии $\epsilon_{r,k}$ берутся из теории спектров.

В связи с формулами (5.9) и (5.10) необходимо сделать следующее важное замечание. Так как обычно разность между энергией какого-либо возбужденного уровня и энергией основного уровня довольно велика, то из обеих указанных формул следует, что в этих случаях большинство атомов находится в основном (невозбужденном) состоянии. Так, например, отношение числа атомов водорода во втором и основном состояниях при температуре $T = 5700^\circ$ равно $4,2 \cdot 10^{-9}$.

Обратимся теперь к формуле ионизации. Пусть в 1 см^3 содержится n_r раз ионизованных атомов, находящихся во всех возможных возбужденных состояниях (т. е. $n_r = \sum_k n_{r,k}$). Пусть, далее, в том же объеме полное число тех же атомов, но ионизованных $r+1$ раз, будет n_{r+1} . Тогда при термодинамическом равновесии имеет место формула ионизации Саха [2, стр. 69]

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} p_e = \frac{u_{r+1}}{u_r} \frac{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_r}{kT}}. \quad (5.11)$$

Для вычисления ионизации формулу Саха удобнее применять в логарифмическом виде

$$\begin{aligned} \lg \frac{n_{r+1}}{n_r} &= \\ &= \lg \frac{u_{r+1}}{u_r} + \frac{5}{2} \lg T - \frac{5040}{T} \chi_r - \lg p_e + \lg \frac{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}}}{h^3}. \end{aligned} \quad (5.11a)$$

*) *Статистическим весом* (или степенью вырождения) называется число различных состояний квантовой системы (атома), отвечающее какому-нибудь квантовому уровню ϵ_k . Оно указывает, на сколько термов расщепилось бы рассматриваемое состояние атома при полном снятии вырождения (например, с помощью внешнего магнитного поля) или, выражаясь более строгим языком квантовой механики, сколько линейно независимых «собственных состояний» принадлежит рассматриваемому значению энергии.

Если принять статистический вес простого терма равным 1, терм с моментом количества движения J имеет статистический вес $2J+1$, где J — внутреннее квантовое число. Для водорода статистический вес равен $2n^2$, где n — главное квантовое число.

Здесь величина χ_r выражается в электрон-вольтах, а не в эргах, как в формуле (5.11).

В формуле (5.11) p_e — парциальное электронное давление. Если в 1 см^3 содержится n_e свободных электронов, то

$$p_e = n_e k T. \quad (5.12)$$

Величина u_r — так называемая *сумма по состояниям* r раз ионизованного атома. Если мы основному состоянию (для которого $\epsilon \equiv 0$) припишем индекс 1 и с него начнем нумерацию последовательных уровней, то u_r будет иметь вид

$$u_r(T) = g_{r,1} + g_{r,2} e^{-\frac{\epsilon_{r,2}}{kT}} + g_{r,3} e^{-\frac{\epsilon_{r,3}}{kT}} + \dots = \sum_{k=1}^{\infty} g_{r,k} e^{-\frac{\epsilon_{r,k}}{kT}}, \quad (5.13)$$

где $g_{r,k}$ — статистические веса последовательных уровней r раз ионизованного атома. Очень часто соблюдается неравенство

$$e^{-\frac{\epsilon_{r,2}}{kT}}, \quad e^{-\frac{\epsilon_{r,3}}{kT}}, \quad \dots \ll 1. \quad (5.14)$$

В этом случае функция $u_r(T)$ сводится к статистическому весу основного уровня. Если же первый возбужденный уровень отстоит от основного не более чем на 1 эв^* , то следует учитывать и второй член суммы (5.13), а иногда и несколько. Если, наконец, возбужденный уровень отстоит от основного на 2 эв , то учет второго члена суммы (5.13) необходим лишь при достаточно высоких температурах ($T > 10\,000^\circ$ **).

Величина $u_{r+1}(T)$ означает ту же функцию температуры, как и $u_r(T)$, но составленную для $r+1$ ионизованного атома. Множитель $\frac{2u_{r+1}}{u_r}$ обычно имеет порядок единицы. Таблица потенциалов ионизации для различных элементов в различных стадиях ионизации и номограммы для использования формулы Саха содержатся в книге Унзоляда [2, § 22].

В связи с (5.11) мы можем ввести так называемую *степень ионизации* x_r , которую мы определим следующим образом:

$$x_r = \frac{n_r}{n_0 + n_1 + \dots + n_r} \quad (r = 0, 1, 2, \dots). \quad (5.15)$$

Таким образом, степень ионизации дает долю r раз ионизованных атомов от полного числа атомов данного рода.

*) Электрон-вольт $= 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$.

**) Вычисление сумм u_0 и u_1 при температурах от 4900 до 7300° для различных элементов см. W. J. C l a a s, The composition of solar atmosphere. Recherches astronomiques de L'Observatoire d'Utrecht XII, Part 1. О сходимости сумм вида (5.13) см. в книге Унзоляда [2, стр. 72].

Из формулы Саха (5.11) непосредственно следует, что при данном p_e степень ионизации любого элемента монотонно растет с увеличением температуры T , причем в процентном отношении этот рост тем быстрее, чем больше потенциал ионизации χ_r и чем ниже температура T . При малых χ_r/kT ионизация растет с увеличением T сравнительно медленно. Из этой же формулы следует, что при возрастании p_e (при данной T) ионизация убывает.

В большинстве встречающихся на практике случаев уровни последовательных состояний ионизации столь далеко отстоят друг от друга, что в данном объеме при заданном p_e в достаточном количестве могут сосуществовать лишь атомы, находящиеся в двух соседних стадиях ионизации r и $r+1$. Например, если имеются в достаточном числе нейтральные и ионизованные атомы, то число дважды ионизованных атомов будет пренебрежимо мало и т. д.

Учитывая только две последовательные стадии ионизации r и $r+1$, мы можем сказать, что если некоторая относительная доля x атомов ионизована $r+1$ раз, то доля $1-x$ будет ионизована r раз.

Следовательно, формула (5.11) переписется так:

$$\frac{x}{1-x} p_e = K_r, \quad (5.16)$$

где

$$K_r = \frac{u_{r+1}}{u_r} \frac{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_r}{kT}}, \quad (5.17)$$

а также

$$x = \frac{n_{r+1}}{n}, \quad 1-x \approx \frac{n_r}{n}. \quad (5.18)$$

В заключение укажем на одно важное видоизменение формулы (5.11). Весьма часто из наблюдений определяют число атомов, находящихся в основном состоянии (см. главу II). Для этого случая формула (5.11) принимает вид

$$\frac{n_{r+1,1}}{n_{r,1}} p_e = \frac{g_{r+1,1}}{g_{r,1}} \frac{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_r}{kT}}. \quad (5.19)$$

Второй индекс показывает, что $r+1$ и r раз ионизованный атом находится в основном состоянии.

3. Истинное поглощение излучения. Перейдем теперь к вопросу о коэффициенте поглощения. Этому необходимо предпослать несколько вводных замечаний.

Тепловой режим в любой области звездной фотосферы определяется, как мы видели в предыдущих параграфах, взаимодействием между излучением и веществом. В частности, для создания теплового режима процессы теплопроводности и конвекции играют

подчиненную роль. Практически вся тепловая энергия, которая приобретается каждую секунду каждым элементом вещества фотосферы, обусловлена исключительно поглощением излучения. В связи с этим нас сейчас будут интересовать лишь те процессы поглощения, которые ведут к превращению лучистой энергии в тепловую и обратно тепловой в лучистую. К этому, в сущности говоря, и сводится механизм прохождения энергии из внутренних частей звезды наружу.

При этом процессы такого рода предполагают, что между поглощаемыми и излучаемыми квантами нет никакой непосредственной связи. Каждый поглощенный квант частоты ν тратится нацело, а тепловая энергия, приобретаемая при этом веществом фотосферы, излучается через некоторое время в других частотах. Все это отражено в условии лучистого равновесия (3.14), которое утверждает, что полное количество энергии, поглощаемой за 1 сек. единицей объема (или массы), равно полному количеству энергии, излучаемой тем же объемом за то же время.

Поглощение, при котором поглощаемая энергия превращается в тепловую энергию (с последующим переизлучением в других частотах), мы будем называть *истинным поглощением* (в отличие от рассеяния, о котором речь будет идти дальше). Чтобы сделать вышеизложенное более понятным, приведем два примера истинного поглощения.

I. Пусть в результате поглощения атомом кванта $h\nu$ с какой-то орбиты k произошла фотоионизация. При этом оторванный электрон приобретает в соответствии с формулой (5.8) скорость v . Испытав большое количество столкновений с другими частицами (главным образом с электронами, см. § 8), он в конце концов будет захвачен каким-либо ионом, т. е. произойдет рекомбинация. Частота излученного при этом кванта будет в общем случае отличной от частоты поглощенного кванта, ибо скорость электрона в момент рекомбинации будет отличной от v — начальной (т. е. в момент фотоионизации). Электрон может быть захвачен и совершенно другим ионом или таким же ионом, но на другую орбиту.

Однако между поглощенной и излученной энергией для всего спектра будет, как мы указывали, иметь место равенство (3.1).

II. Вторым примером — истинное селективное — т. е. в частоте спектральных линий — поглощение. Пусть в результате поглощения кванта $h\nu_{ik}$ электрон перешел с орбиты i на более внешнюю орбиту k и пусть в тот момент, когда он находится на этой орбите, атом испытывает неупругое столкновение — удар второго рода — с какой-либо другой частицей. В результате столкновения энергия возбуждения атома (т. е. $\epsilon_k - \epsilon_i$) может быть превращена в кинетическую энергию частицы. Тем самым энергия кванта $h\nu_{ik}$ будет целиком превращена в энергию теплового движения частицы, электрон вновь опустится на нижнюю орбиту i , но атом не излучит кванта $h\nu_{ik}$. Возможен и другой вариант рассматриваемого случая. С возбужденного уровня k

электрон может быть сорван фотоионизацией. И здесь энергия поглощенного кванта будет превращена в энергию теплового движения. Следует, однако, указать, что для интересующей нас температурной проблемы оба варианта настоящего примера, связанные лишь с селективным поглощением и излучением в определенной частоте, представляют подчиненный интерес: 1) подсчеты, которые производятся во второй главе курса, говорят нам о том, что процессы истинного селективного поглощения вообще играют относительно малую роль *) в общем балансе энергии; 2) общий интервал спектра, для которого эти процессы являются существенными, обычно весьма мал. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать лишь процессы истинного поглощения для непрерывного спектра. Такие процессы мы будем называть *истинным непрерывным поглощением* или *общим истинным поглощением*. Ради краткости слово «истинное» можно, как это обычно делается, опускать и говорить просто о *непрерывном* или *общем поглощении*.

Мы начнем наше изложение с процессов фотоэлектрического поглощения, которое относится к разряду истинного поглощения. Этот процесс поглощения играет в звездных атмосферах наиболее важную роль.

Рассмотрим процесс фотоионизации атома с какого-либо уровня k . Из (5.8) следует, что ионизация атома с этого уровня может осуществляться любым квантом, если только энергия последнего больше энергии связи $\chi_{r, k}$ или равна ей. Таким образом, если на совокупность атомов падает непрерывное излучение, то это излучение, ионизуя атомы с уровня k , будет поглощаться в интервале частот от $\nu_k = \frac{\chi_{r, k}}{h}$ до $\nu = \infty$. Иначе говоря, достаточно толстый поглощающий слой (большая оптическая толщина) будет создавать в непрерывном излучении, проходящем через этот слой, непрерывную полосу поглощения, начинающуюся с частоты ν_k и идущую в сторону больших частот. И так как каждый атом обладает бесконечным числом возможных орбит, то, вообще говоря, фотоэлектрическое поглощение должно сопровождаться бесконечной последовательностью полос поглощения. В некоторых случаях (например — отрицательные ионы водорода) мы имеем дело с одной или несколькими полосами поглощения (см. далее).

Для того чтобы описать такой процесс поглощения количественно, рассмотрим сначала наиболее простую систему — водородный или водородоподобный атом. (Водородоподобный атом состоит из ядра и одного электрона. К водородоподобным атомам относятся H, He II, Li III, Be IV и т. д.).

*) Например, удары второго рода крайне редки из-за малой плотности вещества в звездных атмосферах.

Как для дальнейшего изложения, так и для ряда астрофизических проблем коэффициент поглощения удобнее рассчитывать не на единицу массы поглощающего вещества, как, например, в (3.13), а на один поглощающий атом. Пусть масса данного поглощающего атома, обладающего коэффициентом поглощения κ_ν , равна m . Тогда

$$\rho = mn, \quad (5.20)$$

где n — число поглощающих атомов данного рода в 1 см^3 , а ρ , как и в (3.13), — определяемая ими плотность. Введя (5.20) в правую часть (2.13), получим:

$$dI_\nu = -I_\nu \kappa_\nu mn dh. \quad (5.21)$$

Обозначим далее:

$$k_\nu = \kappa_\nu m. \quad (5.22)$$

Тогда

$$dI_\nu = -I_\nu k_\nu n dh. \quad (5.23)$$

Величину k_ν мы будем называть *коэффициентом поглощения, рассчитанным на один атом* (называемым часто просто *атомным коэффициентом поглощения*). Размерность k_ν есть см^2 . Выражение (5.23) можно написать сразу, не обращаясь к (2.13). Однако промежуточные выкладки необходимы для получения формулы (5.22), связывающей коэффициенты поглощения, рассчитанные на массу и на атом.

4. Фотоэлектрическое поглощение для водородоподобных атомов. Рассмотрим водородоподобный атом с электроном, движущимся в поле заряда Z_e по орбите с главным квантовым числом n . В этом случае квантовая механика дает для k'_ν следующее выражение:

$$k'_{\nu(n, \Sigma l)} = \frac{32\pi^2 e^6 R Z^4}{3\sqrt{3} ch^3 \sqrt{3} n^5} g', \quad (5.24)$$

где значок Σl означает, что коэффициент фотоэлектрического поглощения вычислен с учетом всех подуровней, принадлежащих данному главному квантовому числу n , величина R — постоянная Ридберга

$$R = \frac{2\pi^2 e^4 m_e}{h^3}, \quad (5.25)$$

равная $3,287871 \times 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, а g' есть некоторый поправочный множитель, мало отличающийся от единицы. Согласно Мензелу и Пекерису *) он равен:

$$g' \approx 1 - 0,1728 \left(\frac{\nu}{RZ^2} \right)^{\frac{1}{8}} \left[\frac{2}{n^2} \left(\frac{RZ^2}{\nu} \right) - 1 \right]. \quad (5.26)$$

*) D. Menzel and C. Pekeris, Absorption coefficients and hydrogen line intensities. Monthly Notices. 96. 77, 1935,

Из (5.24) следует, что внутри каждой полосы, начинающейся с частоты $\nu_n = \frac{\chi_n}{h}$ и идущей к $\nu = \infty$, коэффициент поглощения убывает пропорционально ν^{-3} . Что касается численных значений k_ν , то в частотах, соответствующих началу полос, подсчеты дают для водорода ($Z = 1$) следующие числа (см. таблицу 2).

Здесь значения k_ν приведены отдельно для различных азимутальных чисел l .

Т а б л и ц а 2

Начальное состояние	$k'_{\nu(n, l)}$ [см ²]
1 s	$6,3 \cdot 10^{-18}$
2 s	$1,5 \cdot 10^{-17}$
2 p	$1,4 \cdot 10^{-17}$
3 s	$2,6 \cdot 10^{-17}$
3 p	$2,6 \cdot 10^{-17}$
3 d	$1,8 \cdot 10^{-17}$

Коэффициент поглощения, даваемый формулой (5.24), выведен для атома, находящегося в квантовом состоянии n , и, естественно, не зависит ни от каких переменных параметров, как, например, давления, температуры и т. д. Однако это утверждение справедливо, пока мы не учитываем всех полос поглощения. В самом деле, фотоэлектрическая ионизация (и тем самым поглощение излучения) может осуществляться с любой орбиты атома.

Рассмотрим какую-либо определенную частоту ν . От этой частоты в сторону меньших частот (т. е. в длинноволновую сторону спектра) будут расположены все полосы, границы которых имеют частоту $\nu_n = \frac{\chi_n}{h} \leq \nu$. И так как число орбит в атоме бесконечно, то будет бесконечно и число этих полос. Каждая такая полоса будет вносить свою долю в поглощение при частоте ν , ибо полосы поглощения идут до $\nu = \infty$. Рис. 11 поясняет сказанное. На этом рисунке рассматриваемая частота ν расположена между частотами ν_1 и ν_2 . Полосы с $n = 2, 3, 4, \dots, \infty$ соответствуют фотоионизации атома со все более высоких уровней. (В соответствии с рис. 10 энергия связи χ_n , а с ней и частота $\nu_n = \frac{\chi_n}{h}$ уменьшаются с растущим n).

Далее, как это вытекает из самых общих серийных закономерностей, частота границы какой-либо спектральной серии, начинающейся с орбиты, у которой главное квантовое число равно n , определяется энергией связи данного уровня, т. е. величиной χ_n . Тем самым полосы фотоэлектрического поглощения начинаются с границ соответствующих серий, что и изображено на рис. 11 (см. внизу часть спектра с нанесенными сериями).

Возвратимся вновь к рассматриваемому нами вопросу. Мы указали, что в поглощение при частоте ν вносят свою долю все те полосы, частоты границ которых меньше данной частоты. Следовательно, чтобы получить результирующий коэффициент поглощения при данной частоте ν , мы должны учесть все эти полосы. При этом нам приходится принять какую-то гипотезу о распределении атомов

по квантовым состояниям. Примем, что распределение атомов по состояниям описывается формулой Больцмана (5.9), которую мы перепишем так:

$$\frac{n_{r, n}}{n_{r, 1}} = \frac{g_{r, n}}{g_{r, 1}} e^{-\frac{\epsilon_{r, n}}{kT}}, \quad (5.27)$$

причем мы считаем $\epsilon_{r, 1} \equiv 0$. На основании (5.27), (5.23) и (5.24)

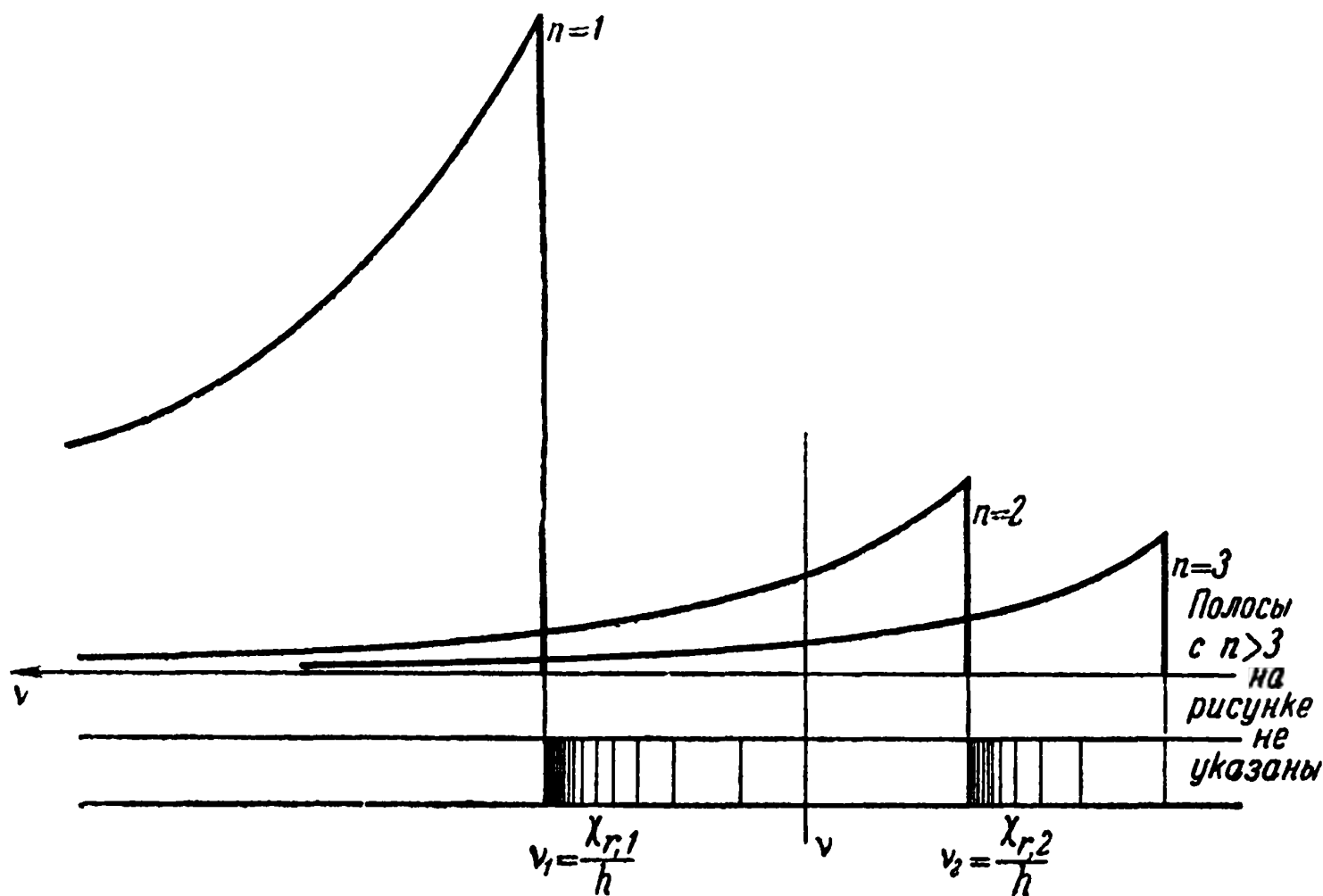


Рис. 11.

поглощающее действие атомов при частоте ν , связанное только с n -й полосой поглощения, будет равно:

$$\begin{aligned} dI_{\nu}^{(n)} &= -I_{\nu} k'_{\nu(n, \Sigma l)} n_{r, n} d\hbar = \\ &= -I_{\nu} \frac{32\pi^2 e^6 R Z^4 g' n_{r, 1} g_{r, n}}{3 \sqrt{3} c h^3 \nu^3 n^5 g_{r, 1}} e^{-\frac{\epsilon_{r, n}}{kT}} d\hbar. \end{aligned} \quad (5.28)$$

И так как при частоте ν поглощение создается всеми полосами, частоты границ которых меньше ν , то суммарное поглощение будет определяться формулой:

$$dI_{\nu} = \sum_{n_0}^{\infty} dI_{\nu}^{(n)} = -I_{\nu} \frac{32\pi^2 e^6 R Z^4 n_{r, 1}}{3 \sqrt{3} c h^3 \nu^3 g_{r, 1}} \sum_{n_0}^{\infty} \frac{g_{r, n}}{n^5} g' e^{-\frac{\epsilon_{r, n}}{kT}} d\hbar, \quad (5.29)$$

причем суммирование начинается с первой же полосы, расположенной от ν в сторону меньших частот (см. рис. 11) и характеризующейся главным квантовым числом n_0 .

В связи с формулой (5.29) следует указать, что интенсивность последующих полос должна убывать с ростом главного квантового числа, т. е. в сторону меньших частот. Это обусловлено в первую

очередь наличием в формуле Больцмановского множителя $e^{-\frac{\epsilon_{r,n}}{kT}}$. Чем выше $\epsilon_{r,n}$, тем меньше соответствующих этому значению $\epsilon_{r,n}$ атомов и тем слабее поглощение газа.

Для того чтобы перейти от $n_{r,1}$ к полному числу данных атомов в 1 см^3 — n , надо просуммировать $n_{r,n}$ из (5.27) по всем состояниям n от $n=1$ до $n=\infty$ и учесть (5.13):

$$n_r = \sum_{n=1}^{\infty} n_{r,n} = \frac{n_{r,1}}{g_{r,1}} \sum_{n=1}^{\infty} g_{r,n} e^{-\frac{\epsilon_{r,n}}{kT}} = \frac{n_{r,1} u_r}{g_{r,1}}. \quad (5.30)$$

На основании (5.30) и уравнения ионизации (5.11) получим:

$$\frac{n_{r,1}}{g_{r,1}} = \frac{n_{r+1}}{u_{r+1}} p_e \frac{h^3 e^{\frac{\chi_r}{kT}}}{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}. \quad (5.31)$$

Введя теперь (5.31) в (5.29), получим:

$$\begin{aligned} dI_\nu &= \sum_{n_0}^{\infty} dI_\nu^{(n)} = \\ &= -I_\nu \frac{n_{r+1} p_e}{u_{r+1}} \frac{24\pi^2 e^8 R Z^4 dh}{3 \sqrt{3} c (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}} \sqrt{3}} \sum_{n_0}^{\infty} \frac{g_{r,n} g'}{n^5} e^{-\frac{\epsilon_{r,n} - \chi_r}{kT}}. \end{aligned} \quad (5.32)$$

Для рассматриваемых водородоподобных атомов имеет место очевидная серийная формула

$$\epsilon_{r,n} = hRZ^2 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) = \chi_r - \frac{hRZ^2}{n^2}. \quad (5.33)$$

Для этих же атомов $u_{r+1} = 1$, ибо в данном случае $r+1$ раз ионизованный атом является ядром с зарядом $+Ze$ и, следовательно, сумма по состояниям сводится к одному члену, являющемуся статистическим весом ядра. Учтя все это и заметив, что из теории спектров $g_{r,n} = 2n^2$, мы получим:

$$dI_\nu = -I_\nu n_{r+1} p_e \frac{C_0 Z^2 T^{-\frac{3}{2}}}{\sqrt{3}} \left[\frac{2hRZ^2}{kT} \sum_{n_0}^{\infty} \frac{g'}{n^3} e^{\frac{hRZ^2}{n^2 kT}} \right] dh, \quad (5.34)$$

где

$$C_0 = \frac{2^4 \pi^2}{3 \sqrt{3}} \frac{e^6}{ch} \frac{1}{(2\pi m_e k)^{\frac{3}{2}}} = 2,67 \cdot 10^{24}. \quad (5.35)$$

5. Учет вынужденного излучения. Выражение (5.34) не является окончательным. Мы должны учесть еще вынужденное излучение, или, как его иначе называют, *отрицательное поглощение*. Процессы взаимодействия между излучением и веществом мы можем описывать не только с помощью коэффициентов излучения и поглощения, но и с помощью коэффициентов вероятности переходов. Пусть в 1 см^3 содержится n_k атомов какого-либо вещества, находящихся в квантовом состоянии k , и n_i тех же атомов, но находящихся в более низком состоянии i . Тогда количество переходов в 1 см^3 вещества, которые сопровождаются излучением кванта $h\nu_{ik}$, за 1 сек. будет:

$$n_{k \rightarrow i} = n_k (A_{ki} + \rho_{\nu_{ik}} B_{ki}), \quad (5.36)$$

причем

$$\rho_{\nu_{ik}} = \frac{1}{c} \int I_{\nu_{ik}} d\omega. \quad (5.37)$$

есть плотность излучения *) данной частоты, а A_{ki} и B_{ki} суть коэффициенты вероятности переходов; A_{ki} соответствует самопроизвольным переходам, $\rho_{\nu_{ik}} B_{ki}$ — вынужденным переходам, происходящим под действием поля излучения плотности $\rho_{\nu_{ik}}$.

Количество противоположных переходов, т. е. переходов $i \rightarrow k$, совершающихся в 1 см^3 под действием поля излучения и сопровождающихся поглощением квантов $h\nu_{ik}$, будет за 1 сек.:

$$n_{i \rightarrow k} = n_i \rho_{\nu_{ik}} B_{ik}, \quad (5.38)$$

где B_{ik} — также соответствующий коэффициент вероятности переходов.

При применении (5.36) и (5.38) предполагается, что плотность излучения не очень сильно меняется в непосредственной близости ν_{ik} , т. е. внутри данной спектральной линии, связанной с переходами $i \rightarrow k$, $k \rightarrow i$.

*) Формулу (5.37) мы можем получить на основании расчетов, проведенных нами в начале § 3. Согласно (3.3) и рис. 5 количество энергии, проходящей за 1 сек. через элемент $d\sigma$ внутри телесного угла $d\omega$ и в единичном интервале частот, равно $I_\nu d\sigma \cos \vartheta d\omega$. Время, необходимое для прохождения пучком высоты ds цилиндра $d\nu$, есть $\frac{ds}{c}$. Следовательно, количество энергии из рассматриваемого пучка $I_\nu d\omega$, которое содержится в каждый данный момент времени в цилиндре $d\nu$, равно $I_\nu d\sigma \cos \vartheta d\omega \cdot \frac{ds}{c} = \frac{I_\nu}{c} d\omega d\nu$. Проинтегрировав это выражение по всей сфере и по всему объему $\Delta\nu$ и поделив результат на $\Delta\nu$, мы получим искомую плотность энергии, т. е. формулу (5.37).

Между коэффициентами перехода A_{ki} , B_{ki} , B_{ik} существуют следующие соотношения:

$$g_k B_{ki} = g_i B_{ik}, \quad (5.39)$$

$$A_{ki} = \frac{8\pi h \nu_{ik}^3}{c^3} B_{ki} = \frac{8\pi h \nu_{ik}^3}{c^3} \frac{g_i}{g_k} B_{ik}. \quad (5.40)$$

Используя (5.40), мы можем (5.36) переписать так:

$$n_{k \rightarrow i} = n_k A_{ki} \left(1 + \frac{c^3}{8\pi h \nu_{ik}^3} \rho_{\nu_{ik}} \right). \quad (5.41)$$

Роль вынужденного излучения по сравнению с самопроизвольным определяется вторым слагаемым скобки (5.41).

Выражения (5.36), (5.38), а также (5.41) написаны для интегральной плотности (5.37) (т. е. с учетом всех направлений). Для узкого пучка лучей с раствором $d\omega$ плотность лучистой энергии будет иметь вид

$$(\rho_{\nu_{ik}})_{d\omega} = I_{\nu_{ik}}(\vartheta) \frac{d\omega}{c}, \quad (5.42)$$

выражения (5.36) и (5.38) перейдут в

$$(n_{k \rightarrow i})_{d\omega} = n_k \left(\frac{A_{ki}}{4\pi} + \frac{I_{\nu_{ik}}(\vartheta)}{c} B_{ki} \right) d\omega, \quad (5.43)$$

$$(n_{i \rightarrow k})_{d\omega} = n_i \frac{I_{\nu_{ik}}(\vartheta)}{c} B_{ik} d\omega, \quad (5.44)$$

а (5.43), учитывая (5.40), можно написать так:

$$(n_{k \rightarrow i})_{d\omega} = n_k A_{ki} \left(\frac{1}{4\pi} + \frac{c^3}{8\pi h \nu_{ik}^3} \frac{I_{\nu_{ik}}(\vartheta)}{c} \right) d\omega. \quad (5.45)$$

Выражение (5.34) для ослабления пучка света учитывает только вынужденное поглощение, которому соответствуют коэффициенты B_{ik} .

Вместе с тем соответствующий анализ показывает, что при наличии процессов вынужденного излучения применение основного уравнения переноса (3.12) требует видоизменения выражения (5.34). Для этого нам придется ввести коэффициенты перехода, соответствующие процессам рекомбинации. Пусть k' будет атомным коэффициентом поглощения, соответствующим фотоионизации r раз ионизованного атома с k -го уровня. Тогда в соответствии с (3.6) количество процессов фотоионизации с уровня k , совершающихся в 1 см^3 за 1 сек. и сопровождающихся поглощением квантов

с частотами, заключенными между ν и $\nu + d\nu$, будет:

$$n_{k \rightarrow e} d\nu = n_{r, k} k' \frac{d\nu}{h\nu} \int I, d\omega, \quad (5.46)$$

ибо при каждом акте фотоионизации поглощается квант $h\nu$. При каждом таком процессе конечным состоянием электрона будет свободное состояние с некоторой определенной скоростью v , определяемой уравнением фотоэлектрического эффекта. Заметим, что от коэффициента поглощения, рассчитанного на единицу массы, мы перешли в соответствии с (5.20) и (5.22) к атомному коэффициенту поглощения.

Выражение (5.46) в соответствии с (5.37) мы можем переписать еще так:

$$n_{k \rightarrow e} d\nu = n_{r, k} k' \frac{c d\nu}{h\nu} \rho_\nu. \quad (5.47)$$

Процессами, обратными фотоионизации атома с уровня k , являются процессы рекомбинации на этот уровень. На процесс рекомбинации следует смотреть как на процесс столкновения иона с электроном. Поэтому мы можем ввести «эффективное сечение» рекомбинации, которое обозначим β_ν . Тогда количество рекомбинаций, совершающихся за 1 сек. в 1 см^3 и сопровождающихся излучением квантов с частотами, заключенными между ν и $\nu + d\nu$, будет равно:

$$n'_{e \rightarrow k} d\nu = n_{r+1} \beta_\nu v dn_e, \quad (5.48)$$

где dn_e — количество электронов, содержащихся в 1 см^3 и обладающих скоростями, заключенными между v и $v + dv$, причем dv и $d\nu$ связаны в соответствии с (5.8) однозначным соотношением

$$v dv = \frac{h}{m_e} d\nu. \quad (5.49)$$

Выражение вида (5.48) получается следующим образом. Пусть λ_e будет средний свободный пробег электрона (между атомами данного рода). Тогда электрон, обладающий скоростью v , за 1 сек. совершит $\frac{v}{\lambda_e}$ соударений. Следовательно, число соударений dZ , испытываемых dn_e электронами за 1 сек., будет $\frac{v}{\lambda_e} dn_e$. С другой стороны, при столкновении электронов с атомами и ионами мы можем последние считать покоящимися; в этом случае величина λ_e по кинетической теории газов равна $\lambda_e = \frac{1}{qn}$, где q — эффективное поперечное сечение для соударений, а n — число атомов (ионов) в 1 см^3 , с которыми сталкиваются (рекомбинируют) электроны. Подставляя выражение λ_e в выражение dZ , мы получим формулу вида (5.48).

Выражение (5.48) учитывает только процессы самопроизвольных рекомбинаций. Если же среда находится в поле излу-

чения плотности ρ_ν , то следует также учесть и процессы вынужденных рекомбинаций, что на основании (5.41) дает:

$$n_{e \rightarrow k} d\nu = n_{r+1} \beta_\nu v \left(1 + \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \rho_\nu \right) dn_e. \quad (5.50)$$

Чтобы найти связь между β_ν и k'_ν , воспользуемся *принципом детального равновесия*, который гласит, что в состоянии термодинамического равновесия каждый прямой процесс совершается так же часто, как и обратный ему процесс. Следовательно, при термодинамическом равновесии величины (5.47) и (5.50) должны быть равны друг другу, что дает:

$$n_{r,k} k'_\nu \frac{c}{h\nu} \rho_\nu = n_{r+1} \beta_\nu v \left(1 + \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \rho_\nu \right) dn_e. \quad (5.51)$$

Далее, при наличии термодинамического равновесия имеет место максвеллово распределение частиц по скоростям:

$$dn_e = n_e 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} v^2 dv. \quad (5.52)$$

Для ρ_ν при наличии термодинамического равновесия, когда $I_\nu(\vartheta) \equiv B_\nu(T)$, мы имеем согласно (5.37) и (3.11):

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (5.53)$$

Наконец, для $n_{r,k}$ мы на основании (5.9) и (5.30) будем иметь:

$$n_{r,k} = n_{r,1} \frac{g_{r,k}}{g_{r,1}} e^{-\frac{\epsilon_{r,k}}{kT}} = \frac{n_r}{u_r} g_{r,k} e^{-\frac{\epsilon_{r,k}}{kT}}, \quad (5.54)$$

а для связи между n_r , n_{r+1} и n_e мы можем использовать формулу Саха (5.11) с учетом (5.12).

Вводя все это в (5.51), используя (5.49), а также (5.6) и (5.8), мы находим искомое выражение

$$\beta_\nu = \frac{g_{r,k} \nu^3 h^3}{u_{r+1} c^3 m_e^2 v^2} k'_\nu. \quad (5.55)$$

Выражение (5.55) выведено нами для случая термодинамического равновесия. Однако оно носит вполне общий характер, ибо им устанавливается связь между величинами, присущими самим атомам и ионам. Напомним, что выражения (5.39) и (5.40) для дискретных переходов были получены также для термодинамического равновесия. Они неверны лишь в том случае, если поле излучения ρ_ν вблизи ν_{ik} очень сильно меняется с частотой.

Рассмотрим теперь исходное уравнение переноса (2.28), в котором под величиной κ_ν мы будем понимать коэффициент поглощения, учитывающий только вынужденное поглощение. Этот коэффициент мы отметим штрихом. Тогда будем иметь:

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{dh} d\nu d\omega = I_\nu(\vartheta) \kappa'_\nu \rho d\nu d\omega - j_\nu(\vartheta) \rho d\nu d\omega. \quad (5.56)$$

Уравнение (5.56) мы рассмотрим для процессов, связанных с ионизацией атома с уровня k и с рекомбинациями на этот уровень. Величина $j_\nu(\vartheta) d\nu d\omega$ есть не что иное, как энергия, излучаемая одним граммом вещества фотосферы за 1 сек. в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ и внутри телесного угла $d\omega$. Зависимость величины $j_\nu(\vartheta)$ от ϑ обусловлена тем, что в рассматриваемом случае коэффициент j_ν включает в себя и вынужденное излучение. Последнее же определяется плотностью излучения, идущего в данном направлении [формула (5.42)], а следовательно, зависит и от угла ϑ .

Учитывая, что в пучке $d\omega$ будет испускаться только доля $\frac{d\omega}{4\pi}$ всего самопроизвольно испускаемого излучения, мы можем теперь в соответствии с (5.50) и (5.45) написать:

$$j_\nu(\vartheta) \rho d\nu d\omega = n_{r+1} \beta_\nu v \left(\frac{1}{4\pi} + \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \frac{I_\nu(\vartheta)}{c} \right) h\nu dn_\nu d\omega, \quad (5.57)$$

ибо при каждом рекомбинационном акте излучается квант $h\nu$.

Вводя с помощью формулы Саха (5.11) величину n_r вместо n_{r+1} , заменяя затем в свою очередь величину n_r через $n_{r,k}$ с помощью (5.54) и используя (5.7), (5.8), (5.37), (5.55) и (5.52), мы получим:

$$j_\nu(\vartheta) \rho d\nu d\omega = n_{r,k} k'_\nu e^{-\frac{h\nu}{kT}} \left\{ \frac{2h\nu^3}{c^2} + I_\nu(\vartheta) \right\} d\omega d\nu. \quad (5.58)$$

Заменяя теперь первый член фигурной скобки с помощью закона Планка (3.11), мы получим вместо (5.58):

$$j_\nu(\vartheta) \rho d\nu d\omega = n_{r,k} k'_\nu \left\{ (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) B_\nu + e^{-\frac{h\nu}{kT}} I_\nu(\vartheta) \right\} d\omega d\nu. \quad (5.59)$$

Введем теперь это выражение (5.59) в уравнение переноса (5.56), заменив в нем в соответствии с (5.20) и (5.22) величину $\kappa'_\nu \rho$ на равную ей *) величину $k'_\nu n_{r,k}$:

$$\begin{aligned} \cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{dh} &= n_{r,k} k'_\nu I_\nu(\vartheta) (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) - n_{r,k} k'_\nu B_\nu (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) = \\ &= n_{r,k} k'_\nu (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) (I_\nu(\vartheta) - B_\nu). \end{aligned} \quad (5.60)$$

*) Величины $n_{r,k}$ и ρ относятся здесь только к атомам, находящимся в состоянии ионизации r и возбуждения k .

Введем теперь следующую величину:

$$k_{\nu} = (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) k'_{\nu}. \quad (5.61)$$

Тогда уравнение переноса (5.60) примет вид

$$\cos \vartheta \frac{dI_{\nu}(\vartheta)}{dh} = n_{r,k} k_{\nu} (I_{\nu}(\vartheta) - B_{\nu}) \quad (5.62)$$

или, если мы вновь введем коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы:

$$\cos \vartheta \frac{dI_{\nu}(\vartheta)}{dh} = \rho \kappa_{\nu} (I_{\nu}(\vartheta) - B_{\nu}). \quad (5.63)$$

Таким образом, мы получили наше исходное уравнение переноса (3.12).

Следовательно, при использовании уравнения переноса (3.12) коэффициент поглощения, учитывающий только вынужденное поглощение*), необходимо видоизменить в соответствии с формулой (5.61). При этом совершенно очевидно, что соотношение (5.61) применимо к фотоионизации с любого уровня. Поэтому для учета вынужденного излучения мы должны умножить на $(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}})$ все выражение (5.34).

В связи с полученным результатом сделаем ряд замечаний. Во-первых, как это легко показать, мы получим то же соотношение (5.61), если рассмотрим не процессы фотоионизации, а дискретные переходы между различными квантованными орбитами электрона. Во-вторых, использование основной формулы (5.61) предполагает применимость формул Саха, Больцмана и распределения Максвелла, т. е. наличие термодинамического равновесия.

Возвратимся теперь к нашему основному вопросу о коэффициенте поглощения. Используя (5.61), мы можем на основании (5.34) написать следующее выражение для коэффициента поглощения, рассчитанного на один $r + 1$ раз ионизованный атом:

$$k_{\nu} = \frac{C_0 Z^2 p_e}{T^{\frac{3}{2}} \sqrt{3}} \left\{ \frac{2hRZ^2}{kT} \sum_{n_0}^{\infty} \frac{g'_n}{n^3} e^{\frac{hRZ^2}{n^2 kT}} \right\} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}). \quad (5.64)$$

6. Свободно-свободные переходы. Окончательные результаты. Написанный коэффициент поглощения учитывает только процессы фотоионизации с различных уровней. Эти переходы часто называют *связанно-свободными*, а обратные им, т. е. рекомбинации, — *свободно-связанными*. Однако, помимо этих переходов, имеются еще и другие, которые именуются *свободно-свободными*

*) Соответствующее в случае дискретных переходов коэффициенту B_{ik} .

переходами. Классическая электродинамика и квантовая механика учат, что система, состоящая из иона и движущегося в его поле по гиперболической орбите электрона, может как поглощать, так и излучать световую энергию. В первом случае такая система увеличивает свою энергию, во втором — уменьшает. В результате каждого акта поглощения или излучения изменяются параметры гиперболической траектории электрона.

Квантовая теория дает для этих процессов следующее выражение для коэффициента поглощения, рассчитанного также на один $r+1$ раз ионизованный водородоподобный атом:

$$k_\nu = \frac{C_0 Z^2 p_e}{\sqrt[3]{T^2} \nu^3} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) g'', \quad (5.65)$$

причем сюда уже включен множитель (в круглых скобках), учитывающий процессы отрицательного поглощения. В выражении (5.65) величина g'' — поправочный коэффициент, в большинстве случаев мало отличающийся от единицы. Он может быть оценен по формуле

$$g'' = 1 + 0,1728 \left(\frac{\nu}{RZ^2} \right)^{\frac{1}{3}} \left[1 + \frac{2kT}{h\nu} \right]. \quad (5.66)$$

Коэффициент поглощения (5.65), соответствующий свободно-свободным переходам, значителен обычно только для далекой инфракрасной области спектра. В визуальной и фотографической областях он становится заметным только при очень высоких температурах (выше 50 000—100 000°).

В соответствии с определением коэффициента поглощения (2.13) последний обладает свойством аддитивности [чем мы воспользовались в формуле (5.29)]. Поэтому, чтобы учесть как связанно-свободные переходы, так и свободно-свободные, мы должны сложить оба коэффициента (5.64) и (5.65); в результате мы получим следующее выражение, определяющее коэффициент поглощения для водородоподобных атомов:

$$k_\nu = \frac{C_0 Z^2 p_e}{\sqrt[3]{T^2}} \left\{ \frac{2hRZ^2}{kT} \sum_{n_0}^{\infty} \frac{g'}{n^3} e^{\frac{hRZ^2}{n^2 kT}} + g'' \right\} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}). \quad (5.67)$$

Этот коэффициент поглощения рассчитан на один $r+1$ раз ионизованный атом. Если мы введем степень ионизации x с помощью первого из соотношений (5.18), то в соответствии с общей формулой (5.23) коэффициент поглощения, рассчитанный на один водородоподобный атом (с учетом всех стадий ионизации), будет равен:

$$k_\nu = \frac{C_0 Z^2 x p_e}{\sqrt[3]{T^2}} \left\{ \frac{2hRZ^2}{kT} \sum_{n_0}^{\infty} \frac{g'}{n^3} e^{\frac{hRZ^2}{n^2 kT}} + g'' \right\} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}). \quad (5.68)$$

При сильном отклонении состояния вещества от термодинамического равновесия формулы (5.67) и (5.68) нельзя употреблять. В этом случае следует исходить из основной формулы (5.24), в которой коэффициент поглощения не зависит от внешних условий.

В качестве иллюстрации формулы (5.68) мы приводим чертеж (рис. 12а), характеризующий ход κ_ν для водорода при $T = 10370^\circ$ и $p_e = 244$ бар. На этом рисунке коэффициент поглощения рассчитан на единицу массы, что достигается в соответствии с (5.22) делением (5.68) на массу атома водорода, причем, конечно, учтено, что

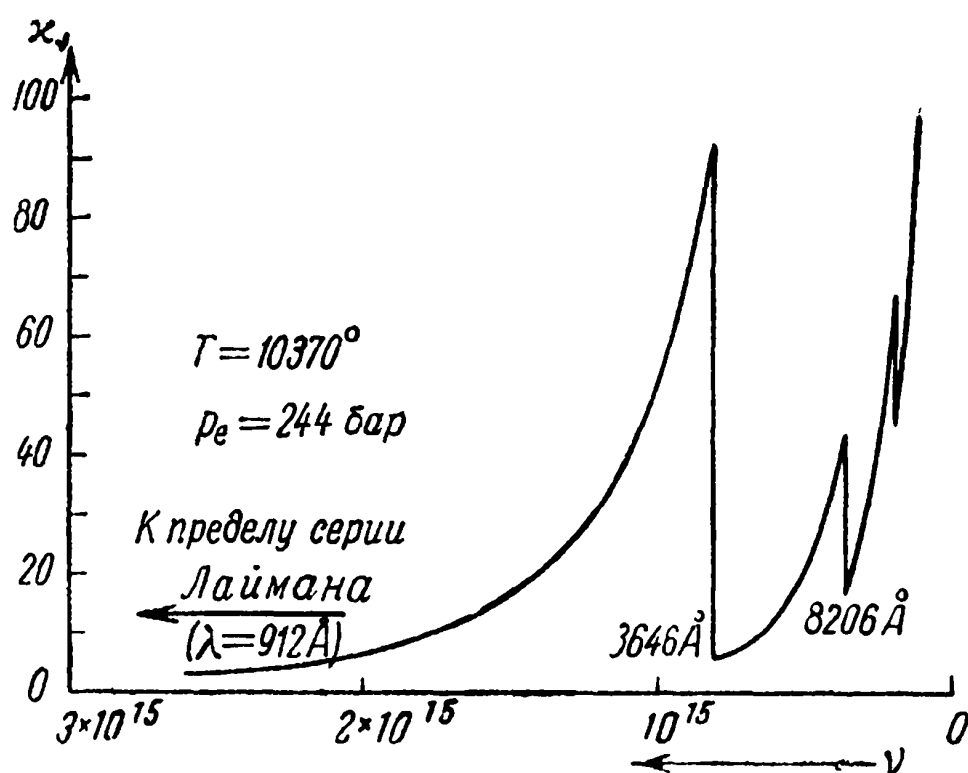


Рис. 12а.

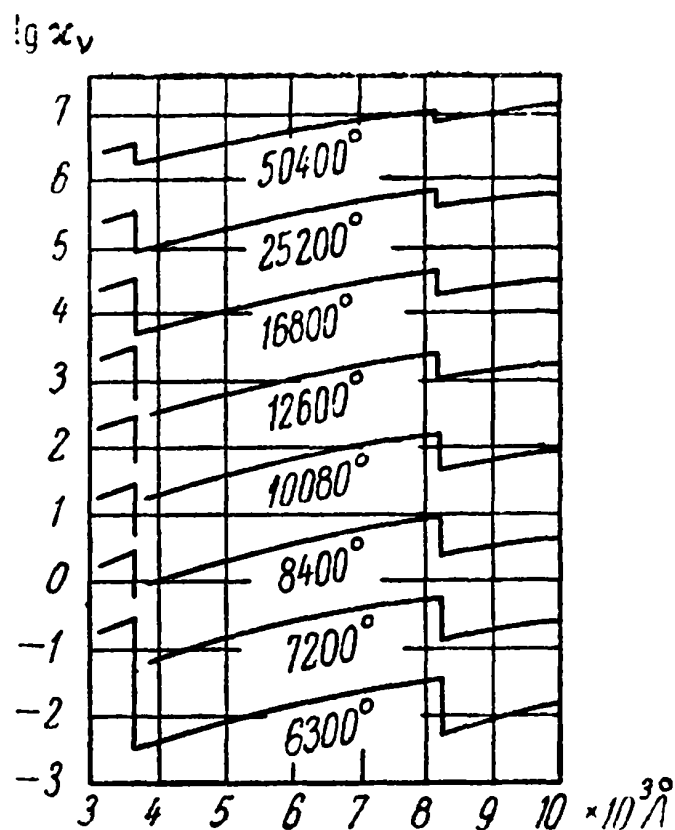


Рис. 12б.

для водорода $Z = 1$. На рис. 12б дана зависимость $\lg \kappa_\nu$ от длины волны для различных температур. Коэффициент κ_ν рассчитан здесь на один грамм нейтрального водорода. Для того чтобы получить коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 г водорода вообще (учитывая нейтральное и ионизованное состояние), следует умножить числа рис. 12б на $(1 - x_H)$, где x_H — степень ионизации водорода.

7. Неводородоподобные атомы. Отрицательные ионы водорода. Рассеяние излучения свободными электронами. Все полученные нами формулы и, в частности, исходная формула (5.24) применимы к водородоподобным атомам, т. е. к атомам H, He II, Li III, Be IV и т. д. К остальным элементам применение формулы (5.24) и всех из нее вытекающих представляется необоснованным. В этих случаях коэффициент поглощения должен выводиться или на основании эксперимента, или на основании квантовомеханических расчетов. При этом отклонения найденных k_ν от тех значений, которые получаются по применению (5.24), оказываются тем меньше, чем больше величина n , т. е. чем больше размер орбиты, с которой происходит фотоионизация. Поэтому весьма часто применение (5.24)

для уровней с достаточно высоким потенциалом возбуждения не сопряжено с существенными ошибками. Напротив, применение этой формулы к фотоионизации с основного уровня (или с достаточно близких к нему уровней) может дать результаты, отличающиеся

от истинных в 10 и даже в 100 раз! Такого же порядка ошибки могут получиться и при применении формулы (5.24) к тем (неводородоподобным) атомам или ионам, у которых вне замкнутых оболочек имеется только один электрон. Такие системы, например KI, именуются системами с одним валентным электроном.

Сейчас мы дадим краткий обзор некоторых данных для наиболее важных с астрофизической точки зрения атомов [5, стр. 80]. При этом мы будем рассматривать фотоионизацию

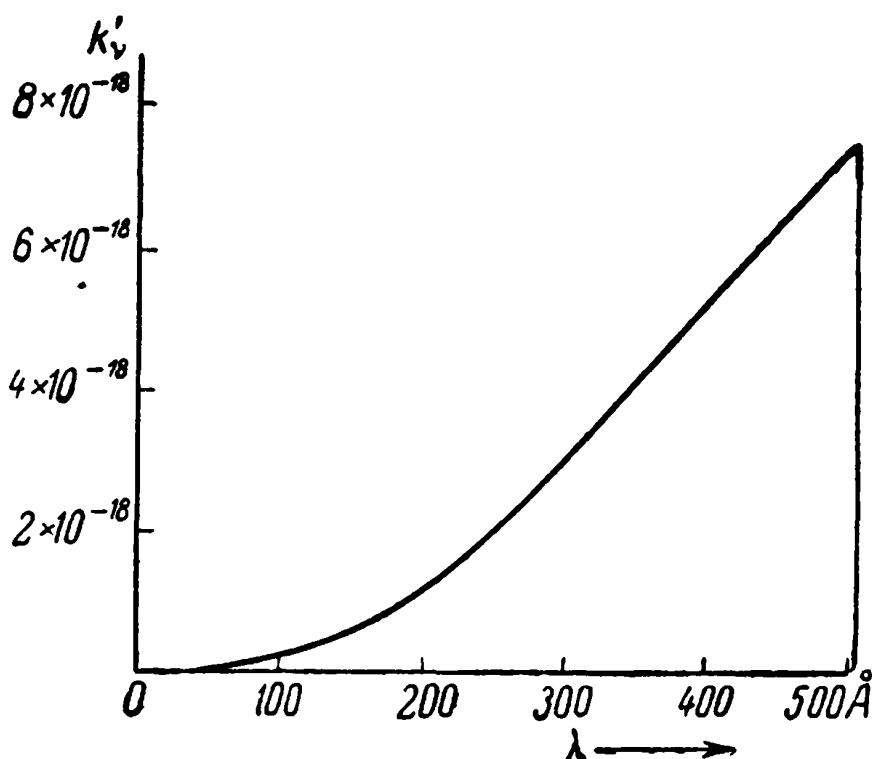


Рис. 13.

с основного уровня (поглощение за головой главной серии).

На рис. 13 представлен ход k'_v сразу же за головой главной серии для He. Здесь k'_v убывает с ν слабее, чем ν^{-3} . На рис. 14 представлен ход k'_v для C, N, O, F. По оси абсцисс отложена энергия выбрасываемых электронов в электрон-вольтах. Для O и F отличие от закона ν^{-3} особенно велико, и мы наблюдаем даже некоторый максимум!

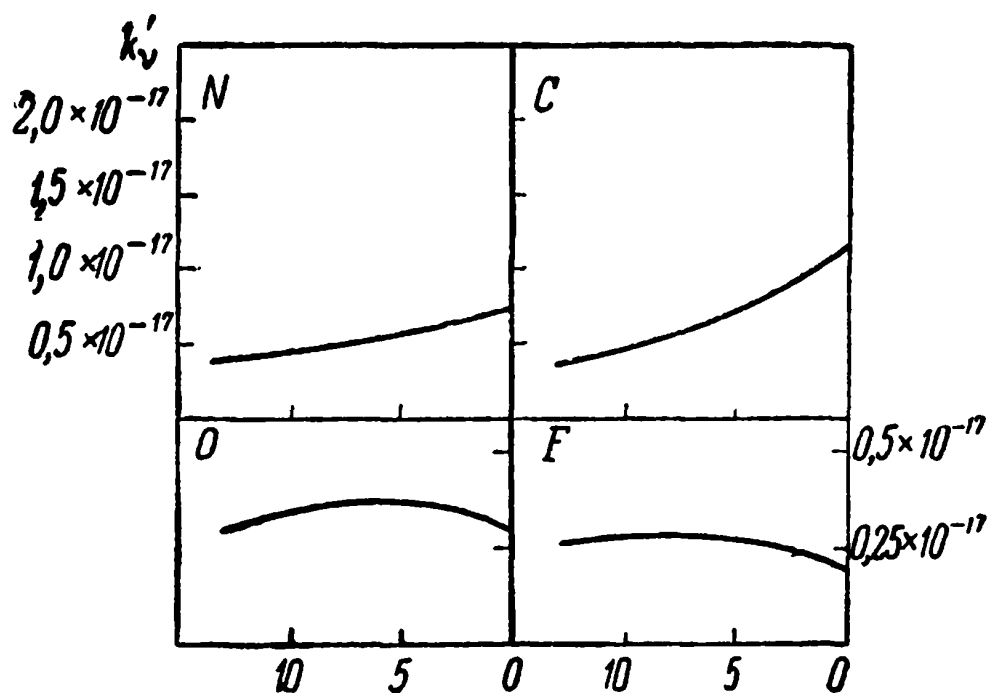


Рис. 14.

Для Na k_v сразу же за головой главной серии равен $3,1 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$. Дальнейшее убывание k_v с частотой происходит быстрее, чем в законе ν^{-3} .

Для Ca k_v близко следует закону ν^{-3} ; сразу же за головой главной серии $k_v = 2,5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Для K существующие подсчеты еще недостаточно точны, но k_v здесь, повидимому, значительно меньше, чем это дается формулой (5.24). Для остальных элементов таблицы 1 подсчетов пока не делалось. Подсчетов k_v для фотоионизации указанных атомов с воз-

бужденных уровней тоже почти нет. Однако в этом случае часто можно пользоваться формулой (5.24), имея в виду «водородоподобность» соответствующих орбит.

Почти не имеется количественных данных о величинах k , для ионов. Исключение составляют водородоподобные ионы (такие, как He II, Li III и т. д.), а также небольшое число избранных элементов.

Так же как и водородоподобные ионы, все остальные элементы (нейтральные и ионизованные) характеризуются поглощением, составленным из отдельных накладывающихся друг на друга полос. Для того чтобы определить коэффициент поглощения для частоты ν , мы все эти полосы должны учесть, причем, конечно, следует принимать во внимание лишь те полосы, границы которых расположены от данной частоты в сторону больших длин волн. Составление коэффициента поглощения происходит таким же путем, как это было сделано для водородоподобных атомов. А именно, применяются формулы Больцмана, Саха и учитывается отрицательное поглощение по формуле (5.61).

В 1939 г. выяснилось, что, начиная со звезд классов A2 — F0 и переходя к звездам более поздних спектральных классов, все более существенную, а затем и доминирующую роль (для Солнца) играет поглощение излучения отрицательными ионами водорода. *Отрицательным ионом водорода* именуется система, состоящая из нейтрального водородного атома и связанного с ним дополнительного электрона. Процессы поглощения, характеризующие эту систему, таковы же, как и у обычных атомов. Это связано-свободные переходы, т. е. фотоэлектрическое поглощение, и свободно-свободные переходы, т. е. поглощение излучения системой, состоящей из нейтрального водородного атома и движущегося вблизи него по незамкнутой орбите свободного электрона. Однако между отрицательным ионом водорода и обычными атомами существует некоторое отличие, состоящее в том, что в первом случае имеется практически лишь одна существенная полоса поглощения. Так как в наиболее важных спектральных областях основную роль играет фотоэлектрическое поглощение отрицательного иона водорода, на рис. 15, а мы приводим отдельно коэффициент поглощения, относящийся только к этому поглощению. Он рассчитан на один отрицательный ион водорода. Отметим, что потенциал ионизации для этой системы, определяющий границу полосы поглощения, равен 0,75 эв. На рис. 15, б представлен коэффициент поглощения отрицательными ионами с учетом свободно-свободных переходов. Он построен для ряда температур и рассчитан на один нейтральный атом водорода и на единичное электронное давление (1 бар). Для того чтобы получить k_λ для какого-либо p_e , нужно находимые с графика k_λ умножить на это значение p_e .

Аналитических выражений для коэффициента поглощения отрицательными ионами водорода нет. Величины k , для него берутся из

соответствующих таблиц *). Кроме отрицательных ионов водорода (обозначаемых через H^-), в настоящее время имеются подсчеты для

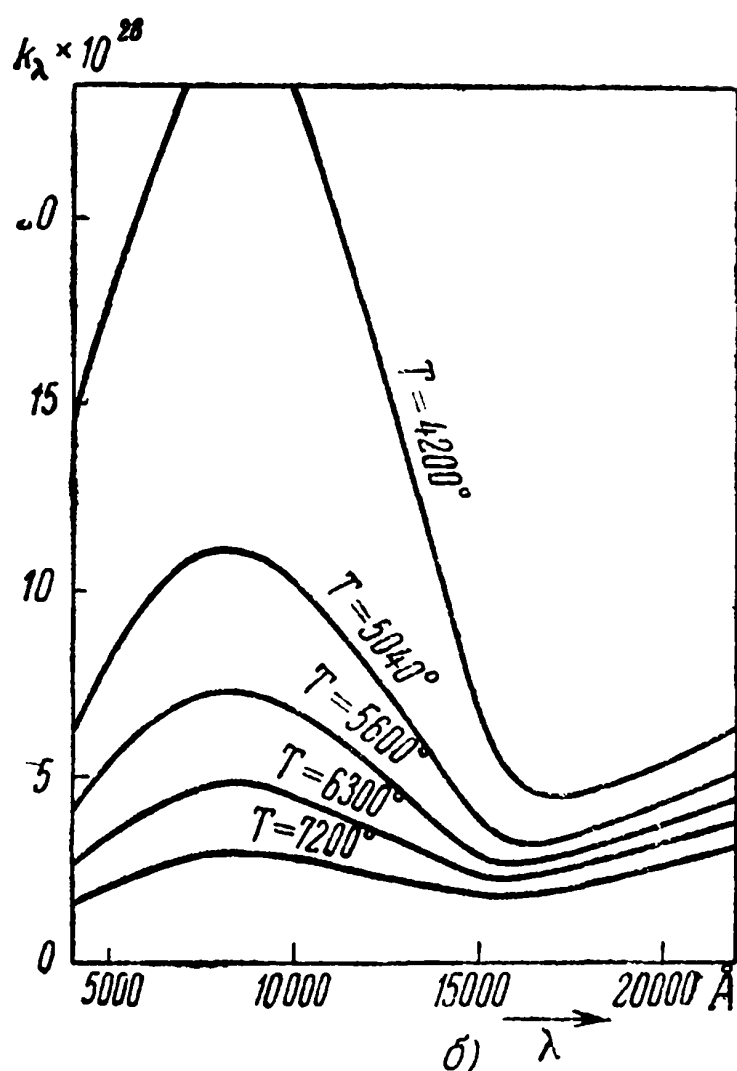
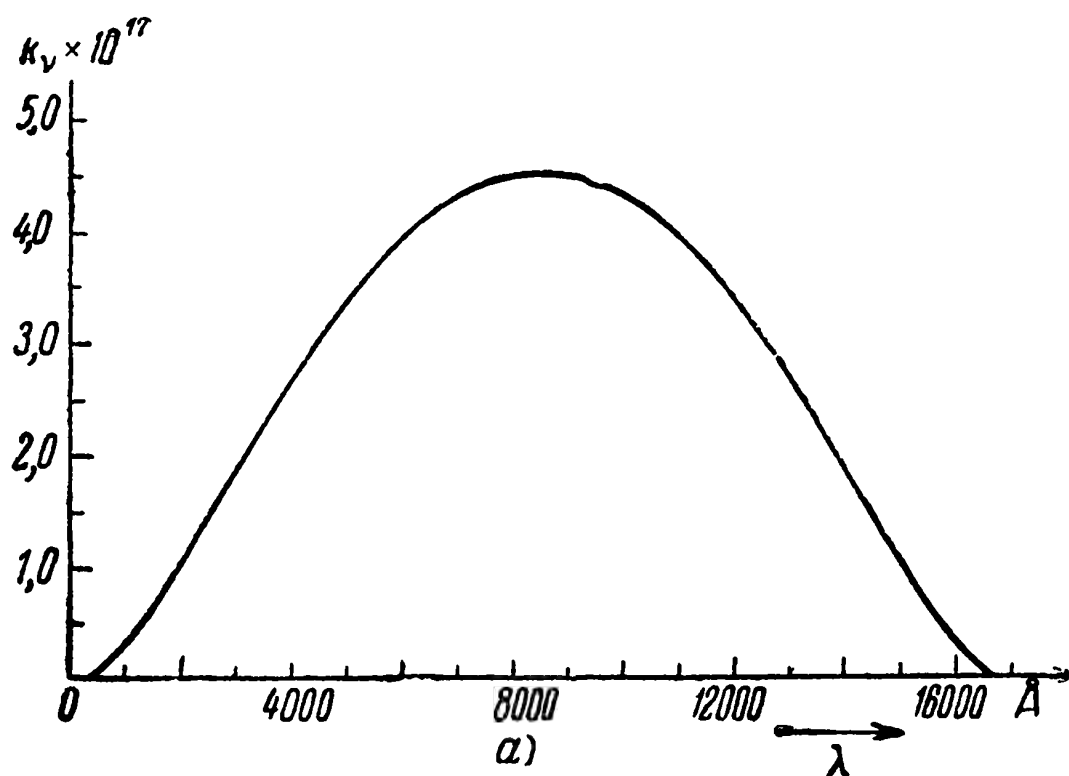


Рис. 15.

отрицательных ионов кислорода.

В фотосферах горячих звезд класса О и В, где вследствие высокой температуры остается очень мало нейтральных атомов водорода, существенную роль начинают играть процессы рассеяния излучения свободными электронами. При этом, однако, следует

иметь в виду, что в данном случае мы имеем дело не с истинным поглощением, а с рассеянием излучения. Процесс же рассеяния сводится к тому, что рассеивающие частицы лишь изменяют направление падающих на них квантов. Преобразования лучистой энергии в тепловую и наоборот при этом не происходит. Поэтому применять прямо закон Кирхгофа (3.10) для коэффициента излучения в этом случае нельзя.

Коэффициент рассеяния, так же как и коэффициент поглощения, определяется обычным выражением (5.23). Если в 1 см^3 имеется n_e свободных электронов и коэффициент рассеяния, рассчитанный на один свободный электрон, есть s_e , то ослабление интенсивности I_ν вследствие рассеяния свободными

электронами будет определяться выражением:

$$dI_\nu = -I_\nu s_e n_e dh, \quad (5.69)$$

*) S. Chandrasekhar and F. Breen, On the continuous absorption coefficient of the negative hydrogen ion. III. Astrophysical Journal **104**, 430, 1946 г.

причем

$$s_e = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2. \quad (5.70)$$

Численно s_e равно $0,665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Из (5.70) следует, что рассеяние свободными электронами не зависит от длины волны. Рассеяние излучения протонами, присутствующими в большом числе в атмосферах горячих звезд, является ничтожным, ибо коэффициент рассеяния для протонов значительно меньше, чем s_e .

Когда поглощение излучения в звездных фотосферах определяется не одним элементом, а двумя или несколькими, нужно вводить суммарное поглощение в соответствии с формулой (5.23). Если в 1 см^3 имеется n_1 поглощающих атомов какого-либо элемента с атомным коэффициентом поглощения $k_\nu^{(1)}$, n_2 атомов с коэффициентом поглощения $k_\nu^{(2)}$ и т. д., то суммарное поглощение в частоте ν будет на основании (5.23) определяться так:

$$dI_\nu = \sum_s dI_\nu^{(s)} = -I_\nu dh \sum_s n_s k_\nu^{(s)}. \quad (5.71)$$

Если мы теперь захотим все коэффициенты поглощения рассчитать на один атом наиболее обильного элемента, например водорода, то следует применять формулу (5.1). В этом случае на основании (5.71) мы получим:

$$dI_\nu = -I_\nu n_1 dh \sum_s a_s k_\nu^{(s)}. \quad (5.72)$$

Величину

$$k_\nu = \sum_s a_s k_\nu^{(s)} \quad (5.73)$$

мы можем называть *полным* или *суммарным коэффициентом поглощения*. По формуле (5.2) мы могли бы рассчитать полный коэффициент поглощения и на полное число всех атомов в 1 см^3 . Однако, так как число водородных атомов n_H в 1 см^3 значительно превышает число всех атомов других элементов (в том же 1 см^3), то практически $n_1 \approx n_H \approx n$.

Познакомившись в общих чертах с данными о коэффициентах поглощения, мы можем перейти к вопросу о распределении энергии в непрерывном спектре звезд.

§ 6. Распределение энергии в непрерывных спектрах звезд при коэффициенте поглощения, зависящем от частоты

1. Поглощение излучения в фотосферах звезд различных спектральных классов. В четвертом параграфе данной главы мы пришли к выводу, что расхождение между рассмотренной там теорией и результатами наблюдений должно быть связано в основном с зави-

симостью коэффициента поглощения в звездных фотосферах от частоты. В связи с этим в предыдущем параграфе мы рассмотрели наиболее важные сведения о коэффициентах поглощения. Чтобы облегчить решение дальнейших задач, мы должны еще рассмотреть вопрос о том, какие атомы и ионы являются основными источниками поглощения в фотосферах звезд различных спектральных классов. Руководящей при этом должна быть формула (5.23), согласно которой ослабление интенсивности излучения пропорционально количеству поглощающих атомов в 1 см^3 и атомному коэффициенту поглощения этих атомов. Исходя из этого основного положения, рассмотрим теперь роль различных атомов и ионов. Начнем со звезд спектральных классов М и N. Непосредственные спектроскопические наблюдения показывают, что практически весь непрерывный спектр этих звезд сильно искажен полосами различных молекулярных соединений. Учет поглощающего действия этих полос представляет огромные трудности. Кроме того, ослабление излучения молекулярными полосами, повидимому, связано в большинстве случаев с рассеянием, а не с истинным поглощением.

Наряду с молекулярным поглощением некоторую, хотя, повидимому, и небольшую, роль в фотосферах названных звезд может играть поглощение отрицательными ионами водорода H^- . Эффективность указанного источника поглощения тем больше, чем больше число n_{H^-} , т. е. число отрицательных ионов водорода, в 1 см^3 , а оно тем больше, чем больше число нейтральных атомов водорода в 1 см^3 и чем больше число свободных электронов n_e в 1 см^3 . Первое условие соблюдается для всех звезд, эффективная температура T_e которых меньше $7000\text{--}8000^\circ$. В атмосферах этих звезд практически весь водород является нейтральным. Второе условие в фотосферах звезд спектральных классов М, N и R не выполняется. Изучение линий поглощения показывает (см. таблицу 8, § 15), что в фотосферах звезд этих классов величина n_e мала (относительно). И только в атмосферах звезд К, где n_e уже достаточно велико (n_e растет с ростом T_e , так как увеличивается степень ионизации атомов), роль отрицательных ионов водорода становится существенной, а в фотосфере Солнца ($dG3$) даже основной.

При дальнейшем повышении эффективной температуры роль ионов H^- как источника поглощения снова начинает уменьшаться. Это связано в основном с ростом поглощательной способности атомного водорода (см. далее). Кроме того, с ростом температуры увеличивается ионизация ионов H^- , т. е. их распад на нейтральные атомы Н и электроны. Однако этот фактор гораздо менее существенен, ибо потенциал ионизации иона H^- равен $0,75 \text{ эв}$, а при таком малом потенциале ионизации степень ионизации изменяется с T согласно формуле Саха (5.11) сравнительно медленно. Наиболее медленным это изменение является при достаточно высоких температурах, ибо при этих температурах показатель экспоненты формулы

Саха́ особенно мал, и следовательно, даже большое изменение T мало существенно. Однако при дальнейшем росте T_e ионизация как ионов H^- , так и нейтральных атомов водорода начинает становиться существенной.

Непосредственные подсчеты показывают, что роль ионов H^- становится малой в фотосферах нормальных звезд класса А0, хотя в фотосферах белых карликов, где электронное давление весьма велико, эта роль, повидимому, велика и для указанного класса.

В заключение следует указать, что электроны, которые совместно с нейтральными атомами водорода образуют ионы H^- , появляются при более низких температурах за счет ионизации тех элементов, потенциал ионизации которых относительно низок. К таким элементам относятся Na ($\chi_0 = 5,12$ эв), Mg ($\chi_0 = 7,61$ эв), Ca ($\chi_0 = 6,09$ эв) и т. д. Напротив, водород, хотя и является в количественном отношении доминирующим элементом, но обладает относительно высоким потенциалом ионизации (13,59 эв). Поэтому при низких температурах его ионизация будет давать ничтожное количество свободных электронов. То же замечание относится к He, N и O. Лишь при температурах, более высоких, чем 6000—7000°, и обычных электронных давлениях, существующих в звездных фотосферах (см. таблицу 8, § 15), водород начинает также становиться существенным источником свободных электронов.

Возвратимся к звездам классов М и N. Помимо молекулярного поглощения и поглощения ионами H^- , определенную роль должно играть в них поглощение излучения атомами металлов. Однако никаких подсчетов, которые могли бы количественно охарактеризовать относительную роль молекул, ионов H^- и металлов в фотосферах звезд классов М и N, до сих пор не делалось.

В заключение скажем несколько слов о роли атомов водорода. Несмотря на то, что практически все эти атомы в фотосферах звезд поздних классов нейтральны, их роль совершенно ничтожна. В самом деле, поглощение излучения нейтральными атомами водорода вплоть до предела серии Лаймана, где $\lambda = 912 \text{ \AA}$, обусловлено фотоионизацией с возбужденных уровней. Однако даже для первого возбужденного уровня с $n = 2$ потенциал возбуждения у водородных атомов весьма велик и составляет 10,16 эв. Поэтому для невысоких температур количество нейтральных атомов водорода в возбужденных состояниях совершенно ничтожно. Так, например, даже для $T = 5700^\circ$ мы видели, что $\frac{n_2}{n_1} = 4,2 \cdot 10^{-9}$! Для звезд же классов М и N это отношение еще на несколько порядков меньше. Поэтому ролью нейтрального водорода мы можем в данном случае пренебречь. Правда, не следует забывать о существовании нейтральных водородных атомов в основном состоянии. В силу большого процентного содержания водорода число этих атомов будет чрезвычайно велико. Однако из физических соображений и из анализа уравнений теории лучи-

стого равновесия вытекает, что спектральными областями, которые играют наиболее важную роль в установлении закона изменения температуры с глубиной, являются те спектральные области, в которых одновременно достаточно велики и коэффициент поглощения и интенсивность фотосферного излучения. Это, в частности, видно из уравнения (3.14). В то же время у низкотемпературных звезд интенсивность излучения в той спектральной области, где происходит фотоионизация нейтрального водорода с основного состояния, исключительно мала.

Действительно, вся эта область расположена в далеком ультрафиолете за пределом серии Лаймана с $\lambda = 912 \text{ \AA}$, т. е. в *лаймановском континууме*. Поэтому ролью нейтрального водорода в фотосферах низкотемпературных звезд и с этой точки зрения мы можем полностью пренебрегать!

Перейдем теперь к звездам более горячим, чем звезды классов М и N. Рассмотрим, в частности, звезды солнечного типа, где n_e уже достаточно велико.

В фотосферах звезд солнечного типа молекулярное поглощение не играет уже существенной роли. Непосредственные подсчеты показывают, что поглощение излучения возбужденными атомами металлов также является совершенно несущественным по сравнению с поглощением излучения ионами H^- .

Поэтому в очень большом диапазоне длин волн, включающем инфракрасную, визуальную и близкую ультрафиолетовую (до $4000 \text{ \AA}$) области, основным источником поглощения являются отрицательные ионы водорода. Металлы, повидимому, играют существенную роль лишь для длин волн, меньших $3000 \text{ \AA}$, т. е. в той области, где имеет место их фотоионизация с основных уровней. Для длин волн, меньших $4000 \text{ \AA}$, оказывается существенным также ослабление фотосферного излучения линиями поглощения, которые здесь весьма сильно сгущены. (Следует иметь в виду, что в линиях поглощения происходит в основном не истинное поглощение излучения, а рассеяние излучения.) Это следует и непосредственно из наблюдений. Последние показывают сразу же за $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ аномально сильное понижение интенсивности непрерывного спектра. Влияние линий поглощения должно быть весьма значительным и в далекой ультрафиолетовой области спектра вплоть до предела лаймановской серии, так как в указанной области сосредоточено большое число сильных резонансных линий различных элементов, т. е. линий, определяемых переходами с самого нижнего уровня. Особенно сильными должны быть линии лаймановской серии. Однако, поскольку в рассматриваемой области интенсивность излучения относительно невелика, роль далеких ультрафиолетовых областей спектра в энергетическом балансе солнечной фотосферы не может быть особенно высокой.

По только что указанным причинам поглощение нейтральными атомами водорода оказывается для солнечной фотосферы несущественным.

Таким образом, в фотосферах звезд солнечного типа и близких к ним основным источником поглощения являются ионы H^- . К ним в ультрафиолетовой области спектра добавляется поглощение металлами (фотоионизация с основных уровней) и рассеяние излучения в линиях поглощения.

Перейдем теперь к более горячим звездам. С повышением температуры непрерывно увеличивается число возбужденных атомов нейтрального водорода. Когда это число становится сравнимым с числом отрицательных ионов водорода*), оба источника поглощения становятся равноэффективными. Действительно, сопоставление таблицы 2 и рисунка 15, *a* показывает, что в обоих случаях атомный коэффициент поглощения в наиболее важных спектральных областях одного порядка (10^{-17} см^2).

При дальнейшем повышении температуры число возбужденных атомов водорода начинает превышать число ионов H^- , и элементом, определяющим поглощение, становится нейтральный водород. Уже в фотосферах звезд класса A0 поглощение ионами H^- незначительно.

Следовательно, в фотосферах звезд классов F и A происходит непрерывный переход от ионов H^- к нейтральным атомам водорода.

С ростом температуры уменьшается роль линий поглощения металлов в ультрафиолете. Уже в звездах классов A она, повидимому, невелика.

В фотосферах звезд классов от A0 до B2 основным поглощающим элементом является нейтральный водород. В фотосферах звезд-гигантов этих же классов достаточно заметную роль начинает играть рассеяние излучения свободными электронами.

В фотосферах звезд классов O, B0 и B2 к поглощению нейтральными атомами водорода прибавляется поглощение излучения атомами гелия (в далекой ультрафиолетовой области спектра). Кроме того, в фотосферах этих звезд рассеяние излучения свободными электронами становится существенным фактором; так как в фотосферах этих звезд водород почти полностью ионизован, то электронов очень много, а нейтральных атомов водорода мало. Однако следует помнить, что электронное рассеяние не относится к процессам истинного поглощения, и применять к нему закон Кирхгофа (3.10) нельзя.

Из рассмотрения условий поглощения следует, что эти условия определяются в основном степенью ионизации атомов. Вместе с тем ионизация определяется не только температурой, но и величиной

*) Число ионов H^- n_{H^-} всегда на несколько порядков меньше полного числа нейтральных атомов H (во всех состояниях), ибо оно, т. е. n_{H^-} , ограничено числом свободных электронов.

электронного давления. [Как видно из формулы Саха (5.11), влияние на величину χ_r изменения температуры T является более сильным, чем влияние электронного давления p_e .] Вообще же на основании (5.11) повышение T эквивалентно уменьшению p_e .

Теперь перейдем к теории лучистого равновесия с коэффициентом поглощения, зависящим от частоты. Огромная математическая сложность решения данной задачи усиливается тем, что в фотосферах звезд различных классов действуют различные источники поглощения, и вид зависимости χ_r от частоты различен. Поэтому решение этой задачи приходится проводить каждый раз отдельно для данного случая. При этом оказывается необходимым вводить различные упрощающие предположения или пользоваться методом последовательных приближений.

2. Лучистое равновесие фотосфер звезд классов A0—B2. Рассмотрим лучистое равновесие в фотосферах звезд классов A0—B2. (О звездах других спектральных классов мы скажем позже.) В рассматриваемом случае задача упрощается тем, что поглощение излучения определяется в основном нейтральным водородом (о рассеянии излучения электронами в этих фотосферах см. далее).

Поставленную задачу мы будем решать с помощью метода последовательных приближений*), используя тот способ усреднения интенсивности (по направлению), который был нами рассмотрен в конце третьего параграфа. (В четвертом параграфе мы привели соответствующие доводы в пользу того, что этот способ должен быть вполне пригодным для большинства практических задач.)

Для коэффициента поглощения водородными атомами мы можем на основании (5.68) написать:

$$\chi_\nu = \Phi(p_e, T) \Psi(\nu, T), \quad (6.1)$$

где

$$\Phi(p_e, T) = \frac{C_0 \chi p_e}{m_H T^2}, \quad (6.2)$$

$$\Psi(\nu, T) = \left[\frac{2hR}{kT} \sum_{n_0}^{\infty} \frac{g'}{n^3} e^{\frac{hR}{n^2 kT}} + g'' \right] \frac{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}}{\nu^3}, \quad (6.3)$$

причем в (5.68) мы учли, что для водорода $Z = 1$. При переходе от k_r к χ_r в соответствии с (5.22) мы обозначили массу водородного атома через m_H .

*) Излагаемая ниже теория была построена Э. Р. Мустелем [7]. (Прим. ред.)

На основании (6.1) выражение для элемента оптической толщи примет вид

$$d\tau_\nu = \Phi(p_e, T) \Psi(\nu, T) \rho dh. \quad (6.4)$$

Введем для упрощения анализа новую переменную ζ следующим образом:

$$d\zeta = \frac{3}{2} \Phi(p_e, T) \rho dh. \quad (6.5)$$

Тогда мы будем иметь:

$$\frac{3}{2} d\tau_\nu = \Psi(\nu, T) d\zeta, \quad (6.6)$$

$$\frac{3}{2} \tau_\nu = \int_0^\zeta \Psi(\nu, T) d\zeta. \quad (6.7)$$

На основании (6.6) и (6.7) уравнение (3.55) и выражения (3.63) и (3.64) перепишутся в следующем виде:

$$\frac{1}{\Psi(\nu, T)} \frac{dJ_\nu}{d\zeta} = \frac{H_\nu}{2}, \quad (6.8)$$

$$I_\nu = e^{\int_0^\zeta \Psi(\nu, T) d\zeta'} \int_\zeta^\infty \Delta_\nu e^{-\int_0^{\zeta'} \Psi(\nu, T) d\zeta'} d\zeta' \quad (6.9)$$

и

$$I'_\nu = e^{-\int_0^\zeta \Psi(\nu, T) d\zeta'} \int_0^\zeta \Delta_\nu e^{\int_0^{\zeta'} \Psi(\nu, T) d\zeta'} d\zeta'. \quad (6.10)$$

На основании (6.3) и (3.11) функция

$$\Delta_\nu = B_\nu \Psi(\nu, T) = \frac{2h}{c^2} \left[\frac{2hR}{kT} \sum_{n_0} \frac{g'_n}{n^3} e^{\frac{hR}{n^3 kT}} + g'' \right] e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (6.11)$$

будет вполне определенной функцией температуры и частоты.

Для того чтобы не смешать предел интегрирования с независимой переменной интегрирования, последнюю мы снабдили штрихом.

Из выражений (6.8) — (6.11) следует, что проблема сводится к нахождению зависимости T от ζ . В данном случае переменная ζ вполне заменяет переменную τ , рассмотренную нами в четвертом параграфе.

Учтя равенство

$$\frac{dJ_\nu}{d\zeta} = \frac{dJ_\nu}{dT} \frac{dT}{d\zeta} \quad (6.12)$$

и проинтегрировав (6.8) по всему спектру, мы получим основное дифференциальное уравнение нашей задачи

$$\frac{dT}{d\zeta} = \frac{H}{2 \int_0^\infty \frac{1}{\Psi(\nu, T)} \frac{dJ_\nu}{dT} d\nu}. \quad (6.13)$$

Так как производная от функции J_ν по температуре нам не известна, уравнение (6.13) надо решать методом последовательных приближений. В качестве первого приближения мы используем то выражение для производной $\frac{dJ_\nu}{dT}$, которое имеет место в достаточно глубоких слоях звездной фотосферы. А именно, мы покажем, что при $\tau_\nu \rightarrow \infty$ имеет место следующее равенство:

$$\frac{dJ_\nu}{dT} = \frac{dB_\nu}{dT}. \quad (6.14)$$

В связи с этим заметим, что равенство $J_\nu = B_\nu$ или равенство (6.14) выполняется при наличии строгого термодинамического равновесия, когда интенсивность излучения постоянна во всех направлениях и определяется формулой Планка (3.11). В этом случае равенство $J_\nu = B_\nu$ вытекает из формулы (3.15).

Таким образом, доказательство справедливости (6.14) есть одновременно доказательство того, что в глубоких слоях звездной фотосферы с достаточной степенью точности имеет место строгое термодинамическое равновесие.

Для доказательства (6.14) поделим равенство (3.50) на I_ν и перейдем к пределам при $\tau_\nu \rightarrow \infty$. Тогда получим:

$$\lim_{\tau_\nu \rightarrow \infty} \frac{H_\nu}{I_\nu} = 1 - \lim_{\tau_\nu \rightarrow \infty} \frac{I'_\nu}{I_\nu}. \quad (6.15)$$

Покажем теперь, что левая часть (6.15) при $\tau_\nu \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Для этого вспомним, что интегральный поток πH постоянен на всех уровнях. Так как согласно (2.6) он является интегралом от πH_ν по $d\nu$, то для любой частоты величина H_ν не может неограниченно расти*). При погружении в глубь звездной фотосферы происходит лишь преобразование потока в сторону больших частот, но сами величины πH_ν превосходить некоторый предел не могут (см.

*) Следует иметь в виду, что величина πH_ν для всех частот — величина положительная и что, следовательно, компенсация одной спектральной области с большим положительным H_ν другой областью также с большим, но отрицательным H_ν невозможна.

далее рис. 18 и пояснения к нему). А так как при $\tau_\nu \rightarrow \infty$ температура среды непрерывно растет, а вместе с тем неограниченно растет и интенсивность I_ν , то предел отношения $\frac{H_\nu}{I_\nu}$ будет равен нулю.

Следовательно, мы можем написать:

$$\lim_{\tau_\nu \rightarrow \infty} \frac{I'_\nu}{I_\nu} = 1. \quad (6.16)$$

Рассмотрим теперь какую-либо точку в звездной фотосфере с оптической толщиной τ_ν и от этой точки вверх и вниз (а не от границы фотосферы) будем отсчитывать оптическую толщину.

Тогда для $t_\nu \geq \tau_\nu$ и $t_\nu \leq \tau_\nu$ будет:

$$t_\nu^* = t_\nu - \tau_\nu, \quad t_\nu^* = \tau_\nu - t_\nu. \quad (6.17)$$

В связи с этим уравнения (3.63) и (3.64) переписутся так:

$$\left. \begin{aligned} I_\nu &= \int_0^\infty B_\nu e^{-\frac{3}{2} t_\nu^*} \frac{3}{2} dt_\nu^*, \\ I'_\nu &= \int_0^{\tau_\nu} B_\nu e^{-\frac{3}{2} t_\nu^*} \frac{3}{2} dt_\nu^*. \end{aligned} \right\} \quad (6.18)$$

Эти выражения [с учетом того, что говорилось в связи с формулой (4.27)] позволяют нам рассматривать величины I_ν и I'_ν как средние взвешенные из величин B_ν .

Пусть теперь температура в выбранной нами точке есть T . Тогда все вышерасположенные фотосферные слои будут иметь более низкую температуру, чем T , а нижерасположенные (т. е. к центру звезды) более высокую. То же самое неравенство будет иметь место и для самих функций B_ν . Но тогда на основании только что сказанного об интенсивностях I_ν и I'_ν мы можем написать для данной точки:

$$I_\nu > B_\nu(T) > I'_\nu. \quad (6.19)$$

Это неравенство, а также (6.16) позволяют написать:

$$\lim_{\tau_\nu \rightarrow \infty} \frac{I'_\nu}{B_\nu} = 1, \quad \lim_{\tau_\nu \rightarrow \infty} \frac{I_\nu}{B_\nu} = 1. \quad (6.20)$$

Поделим теперь (3.51) на B_ν и перейдем к пределам при $\tau_\nu \rightarrow \infty$:

$$\lim_{\tau_\nu \rightarrow \infty} \frac{J_\nu}{B_\nu} = \frac{1}{2} \left\{ \lim_{\tau_\nu \rightarrow \infty} \frac{I_\nu}{B_\nu} + \lim_{\tau_\nu \rightarrow \infty} \frac{I'_\nu}{B_\nu} \right\}. \quad (6.21)$$

Вводя в (6.21) выражения (6.20), мы действительно находим, что при $\tau_\nu \rightarrow \infty$ величина J_ν стремится к B_ν , а тем самым мы можем написать (6.14).

Вводя теперь (6.14) в (6.13), мы получим уравнение для первого приближения

$$\frac{dT}{d\zeta} = \frac{H}{2Z(T)}, \quad (6.22)$$

где

$$Z(T) = \int_0^\infty \frac{1}{\Psi(\nu, T)} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu \quad (6.23)$$

есть вполне определенная функция, зависящая только от температуры T .

Вводя под интеграл (6.23) функцию $\Psi(\nu, T)$ из (6.3) и производную от B_ν по температуре, мы можем определить $Z(T)$ для ряда T с помощью численных методов [8].

Вычислив функцию $Z(T)$, мы можем проинтегрировать уравнение (6.22) при заданном H , т. е. при заданной T_e . Так как для $\zeta = 0$ температура T равна граничной температуре T_0 , то это дает:

$$\int_{T_0}^T Z(T) dT = \frac{H}{2} \zeta. \quad (6.24)$$

Температуру T_0 , являющуюся постоянной интегрирования, мы и должны определить. Если бы мы нашли точное решение задачи, то полученное распределение температуры дало бы нам на всех глубинах один и тот же поток πH , равный σT_e^4 , так что отклонение от величины σT_e^4 является мерой ошибочности получаемого решения. Поэтому постоянную интегрирования мы определим так, чтобы найденное в первом приближении решение (т. е. зависимость T от ζ) давало бы на границе, где $\zeta = 0$, заданный поток σT_e^4 .

В соответствии с (6.9) интенсивность I_ν на границе фотосферы равна:

$$(I_\nu)_{\text{гр}} = \int_0^\infty \Delta_\nu(T) e^{-\int_0^\zeta \Psi(\nu, T) d\zeta} d\zeta. \quad (6.25)$$

На границе фотосферы, где $I'_\nu \equiv 0$, мы будем в соответствии с (3.50) и (6.25) иметь:

$$\begin{aligned} (\pi H)_{\text{гр}} &= \pi \int_0^\infty (H_\nu)_{\text{гр}} d\nu = \pi \int_0^\infty (I_\nu)_{\text{гр}} d\nu = \\ &= \pi \int_0^\infty \left\{ \int_0^\infty \Delta_\nu(T) e^{-\int_0^\zeta \Psi(\nu, T) d\zeta} d\zeta \right\} d\nu. \end{aligned} \quad (6.26)$$

Допустим, что мы задали какую-то поверхностную температуру T_0 . Тогда распределение температуры может быть найдено по уравнению (6.24). Зная же для каждого значения ζ величину T , мы можем в соответствии с (6.3), (6.11) и (6.25) вычислить с помощью механических квадратур величины $(I_\nu)_{\text{гр}}$ для различных частот, а затем по формуле (6.26) и полный поток $\pi(H)_{\text{гр}}$, который также должен быть вычислен с помощью механических квадратур.

Тем самым нахождение величины T_0 , приводящей к удовлетворению основного условия

$$(\pi H)_{\text{гр}} = \sigma T_e^4, \quad (6.27)$$

производится так. Мы задаем ряд значений (3—4 значения) для T_0 . Пусть это будут значения $T_0^{(1)}$, $T_0^{(2)}$, $T_0^{(3)}$, $T_0^{(4)}$, располагающиеся вблизи

ожидаемого; для каждого из этих значений интегрируем уравнение (6.24). Затем для каждого найденного таким образом распределения температуры мы находим величины $(I_\nu)_{\text{гр}}$, после чего на основании (6.26) вычисляем $(\pi H)_{\text{гр}}$, т. е. потоки $(\pi H^{(1)})_{\text{гр}}$, $(\pi H^{(2)})_{\text{гр}}$, $(\pi H^{(3)})_{\text{гр}}$ и $(\pi H^{(4)})_{\text{гр}}$, соответствующие выбранным значениям T_0 . Построим график, причем по оси абсцисс мы будем откладывать $T_0^{(i)}$, а по оси ординат — соответствующие им потоки $(\pi H^{(i)})_{\text{гр}}$ ($i = 1, 2, 3, 4$). Соединив

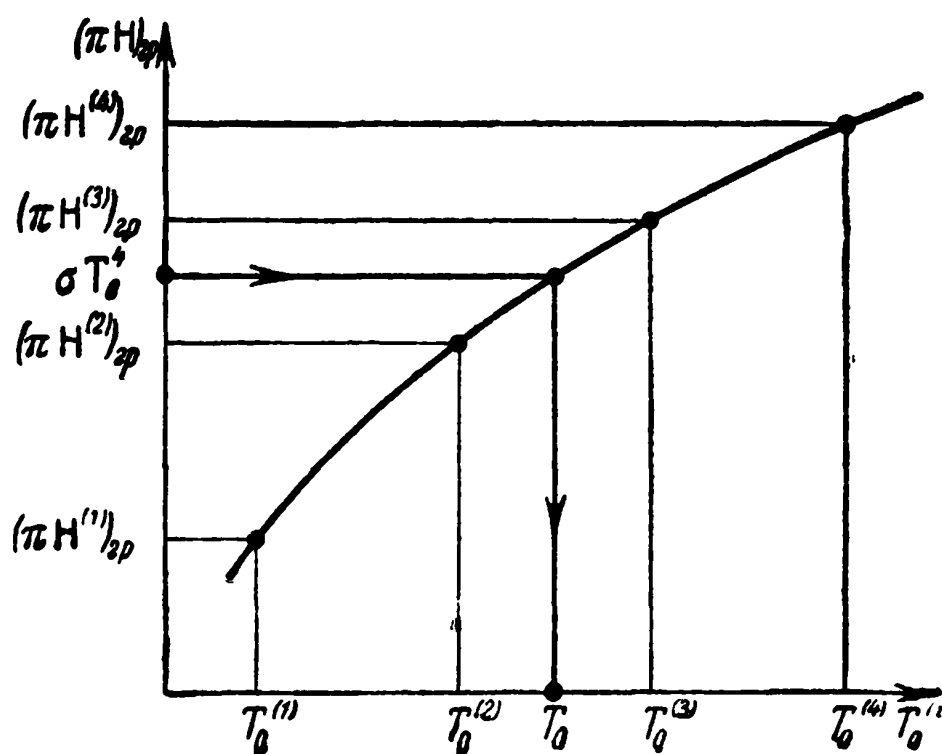


Рис. 16.

полученные точки интерполяционной кривой, мы найдем на этом графике ту температуру T_0 , которая отвечает заданному потоку σT_e^4 . Она и является искомой поверхностной температурой (рис. 16).

Если с помощью этой температуры мы вновь проинтегрируем уравнение (6.24) и вычислим, так же как и ранее, величины $\pi(I_\nu)_{\text{гр}}$ и $(\pi H)_{\text{гр}}$, то должны получить для $(\pi H)_{\text{гр}}$ величину σT_e^4 (что будет также служить контролем правильности нахождения T_0).

Величины $(I_\nu)_{\text{гр}}$ для окончательно полученной T_0 должны быть отождествлены с распределением энергии в спектре суммарного звездного излучения. В самом деле, в соответствии с (4.47) средняя интенсивность звездного излучения равна $(H_\nu)_{\text{гр}}$, а тем самым на основании (3.50) величине $(I_\nu)_{\text{гр}}$, ибо на границе $I'_\nu \equiv 0$. При этом, конечно, речь пока идет о первом приближении.

Полученное нами в первом приближении распределение температуры дает заданный поток σT_e^4 на поверхности звезды. Однако более

детальное рассмотрение вопроса показывает, что, находя описанным путем T_c , мы достигаем постоянства πH не только на самой границе (где $\zeta \equiv 0$), но и на больших глубинах, при $\tau_\nu \rightarrow \infty$. Действительно, в соответствии с (6.14) температурный градиент для этих τ_ν , найденный нами с помощью (6.22), является практически точным. Кроме того, непосредственные подсчеты, а также физический анализ показывают, что влияние ошибки в температуре внешних слоев на распределение температуры в глубоких слоях невелико. Тем самым постоянство потока πH и равенство его величине σT_e^4 осуществляются в первом приближении как в самых поверхностных слоях звезды, так и на больших глубинах.

Перейдем теперь ко второму приближению. На основании найденного в первом приближении распределения температуры, т. е. зависимости $T(\zeta)$, мы можем определить для ряда ζ и, следовательно, T величины I_ν и I'_ν по формулам (6.9) и (6.10). Следовательно, для тех же ζ и T мы можем по формуле (3.51) определить величины J_ν , а вместе с тем с помощью численного дифференцирования и величины $\frac{dJ_\nu}{dT}$. Таким образом, в уравнение (6.13) мы сможем для каждого ζ ввести не величины $\frac{dB_\nu}{dT}$, а более точные величины $\frac{dJ_\nu}{dT}$, введенные из первого приближения. Задача сведется к численной интеграции уравнения (6.13), причем величина $\frac{dJ_\nu}{dT}$ будет функцией ζ , а величина $\Psi(\nu, T)$ — функцией вновь находимого распределения температуры.

Поверхностная температура во втором приближении должна находиться так же, как и в первом приближении.

Если бы это потребовалось, мы могли бы ввести и третье приближение и т. д. Однако конкретные подсчеты показывают, что уже первое приближение дает вполне удовлетворительные результаты, т. е. практически точный поток на всех уровнях. Поэтому первым приближением можно ограничиться.

3. Сравнение теории с наблюдениями. Числовые подсчеты в соответствии с изложенной теорией были проведены в первом приближении [8] для эффективных температур $T_e = 10\,500$, $15\,000$ и $20\,000^\circ$. Укажем здесь наиболее важные в принципиальном отношении результаты.

На рис. 17 изображены вычисленное указанным путем распределение энергии в непрерывном спектре звезды с $T_e = 10\,500^\circ$ (жирная линия) и здесь же с целью сравнения планковская функция B_λ для той же температуры $10\,500^\circ$ (тонкая линия).

Наиболее характерным свойством звездного излучения является наличие в средней интенсивности $\bar{I}_\lambda$ скачков при пределах серий. Происхождение этих скачков легко объяснимо. Для этого вернемся к рис. 12. Согласно этому рисунку коэффициент поглощения сразу

же за пределом серии Бальмера весьма велик. Это означает, что в данной спектральной области мы наблюдаем излучение, идущее из самых верхних слоев звездной фотосферы, где температура относительно мала (эта температура близка к поверхностной температуре звезды). Следовательно, в согласии с рис. 17 (участок CD) будет относительно мала интенсивность $\bar{I}_\lambda$ за пределом серии Бальмера. На этом участке (ближе к точке C) средняя интенсивность излучения $\bar{I}_\lambda$ будет близка к планковской интенсивности B_λ для поверхностной температуры!

Напротив, перед пределом серии Бальмера коэффициент поглощения относительно мал. Это означает, что здесь к нам излучение

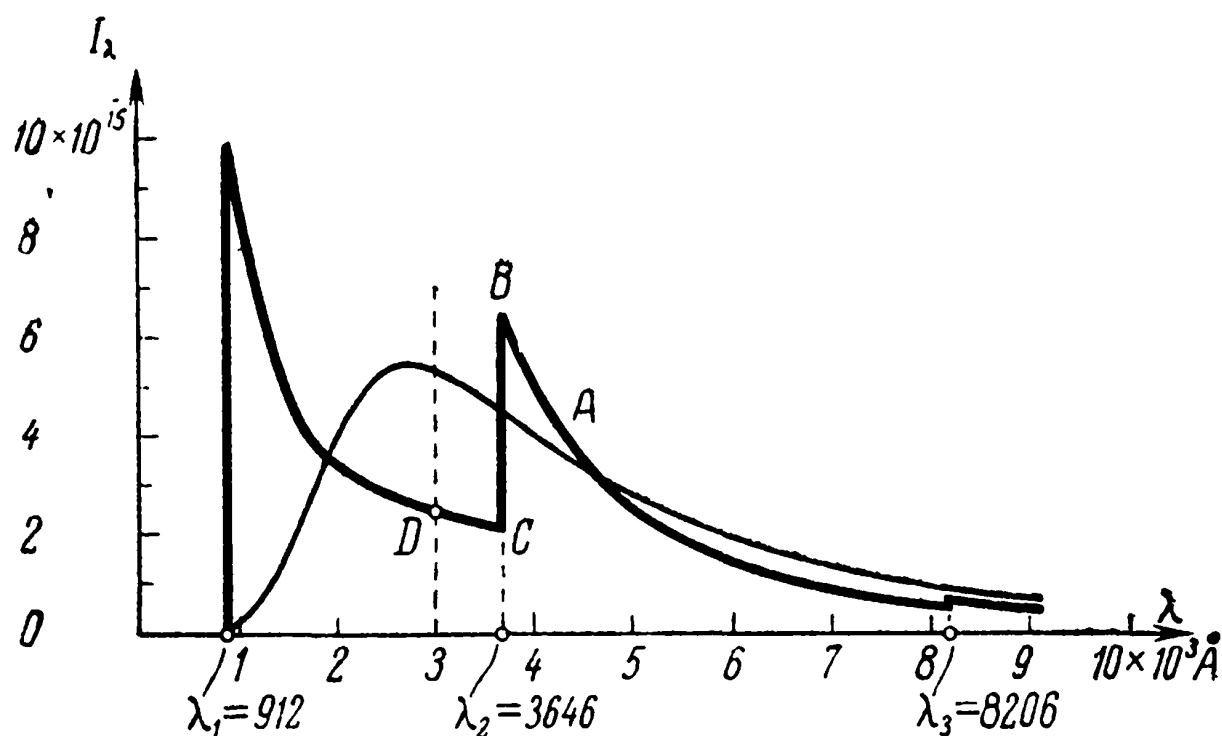


Рис. 17.

приходит из достаточно глубоких, относительно горячих слоев звездной фотосферы, а поэтому будет относительно высокой и $\bar{I}_\lambda$ (на рис. 17 участок AB).

Так же объясняются скачки и при пределах других серий.

Вторым отличительным свойством теоретической кривой рис. 17 является то, что спектрофотометрическая температура T_0 в некоторых спектральных участках весьма сильно отличается от эффективной и вообще меняется с длиной волны. Так, в данном случае, т. е. для $T_e = 10\,500^\circ$, за пределом серии Бальмера при $\lambda \approx 3350 \text{ \AA}$ величина T_0 порядка $11\,000^\circ$, а до предела этой серии при $\lambda \approx 4400 \text{ \AA}$ величина $T_0 \approx 19\,000^\circ$ и, наконец, при $\lambda \approx 5500 \text{ \AA}$ эта величина близка к $15\,000^\circ$! Иначе говоря, для звезд с $T_e = 10\,500^\circ$ вид $\bar{I}_\lambda$ чрезвычайно сильно отличается от планковского с $T = T_e$. Все это связано с двумя факторами: во-первых, с изменением температуры в звездной фотосфере, во-вторых, с зависимостью κ_ν от частоты. Если бы, например, температура T внутри фотосферы была бы постоянной и равной T_e , то была бы постоянной функция B_λ , и

согласно (4.49) мы имели бы при любой зависимости χ_ν от ν равенство $\bar{I}_\nu = B_\nu(T_e)$, соблюдающееся для любой частоты. [По вынесении из-под знака интеграла в (4.49) величины B_ν интеграл становится равным единице.] Аналогичная изображенной на рис. 17 зависимость имеет место и для $T_e = 15\,000^\circ$, а также $20\,000^\circ$ с той только разницей, что с ростом T_e скачок при пределе серии Бальмера, определяемый соотношением

$$D = \lg \frac{I_B}{I_G}, \quad (6.28)$$

где I_B и I_G — интенсивности в точках B и G соответственно (см. рис. 17), убывает. Величину его показывает таблица 3.

Таблица 3

T_e	D	T_0	$T_0^{(g)}$	Спектральный класс
10 500°	0,49	8 430°	8 830°	A0
15 000	0,22	11 880	12 610	B5
20 000	0,10	16 300	16 820	B2

На рис. 18 представлен для звезды с $T_e = 10\,500^\circ$ и различных ζ монохроматический поток H_ν . Из этого рисунка ясна указывавшаяся уже неоднократно трансформация потока H_ν в сторону больших частот при углублении внутрь фотосферы, причем интегральный поток остается постоянным.

Целый ряд соображений (мы рассмотрим их во второй главе), которые частично основаны на результатах вышеизложенных подсчетов, приводит к тому, что эффективные температуры $T_e = 10\,500$, $15\,000$, $20\,000^\circ$ должны быть приписаны соответственно звездам спектральных классов A0, B5 и B2. В этом случае наблюдения удовлетворительно согласуются с теоретическими кривыми, дающими ход $\bar{I}_\lambda$ как в отношении величины D , так и в отношении величин T_0 для различных спектральных областей [2, стр. 513—514]. Все это говорит о том, что наши исходные предпосылки о наличии в фотосферах звезд классов A0—B2 лучистого равновесия являются в основном правильными. Одновременно оказывается правильным и наше исходное предположение о том, что в данном случае поглощение излучения определяется главным образом водородом.

В заключение отметим, что для рассматриваемых звезд поверхностные температуры T_0 оказываются более низкими, чем в случае серой материи. Вычисленные по формуле (4.24) поверхностные температуры, обозначенные через $T_0^{(g)}$, приведены в предпоследнем столбце таблицы 3. Неравенство $T_0 < T_0^{(g)}$ связано с тем, что поверхностная температура звезды определяется в основном теми областями спектра,

где одновременно велики и интенсивность излучения и коэффициент поглощения. Это в нашем случае частоты, расположенные сразу же за пределом серии Бальмера. В то же время из рис. 17 мы видим, что для этих частот (участок CD) соблюдается неравенство $\bar{I}_\lambda < B_\lambda(T_e)$. Это и приводит к неравенству $T_0 < T_0^{(g)}$. Вообще же истинные величины T_0 могут быть еще ниже, чем величины, приведенные в таблице 3. Действительно, мы видели, что в случае серой материи точный

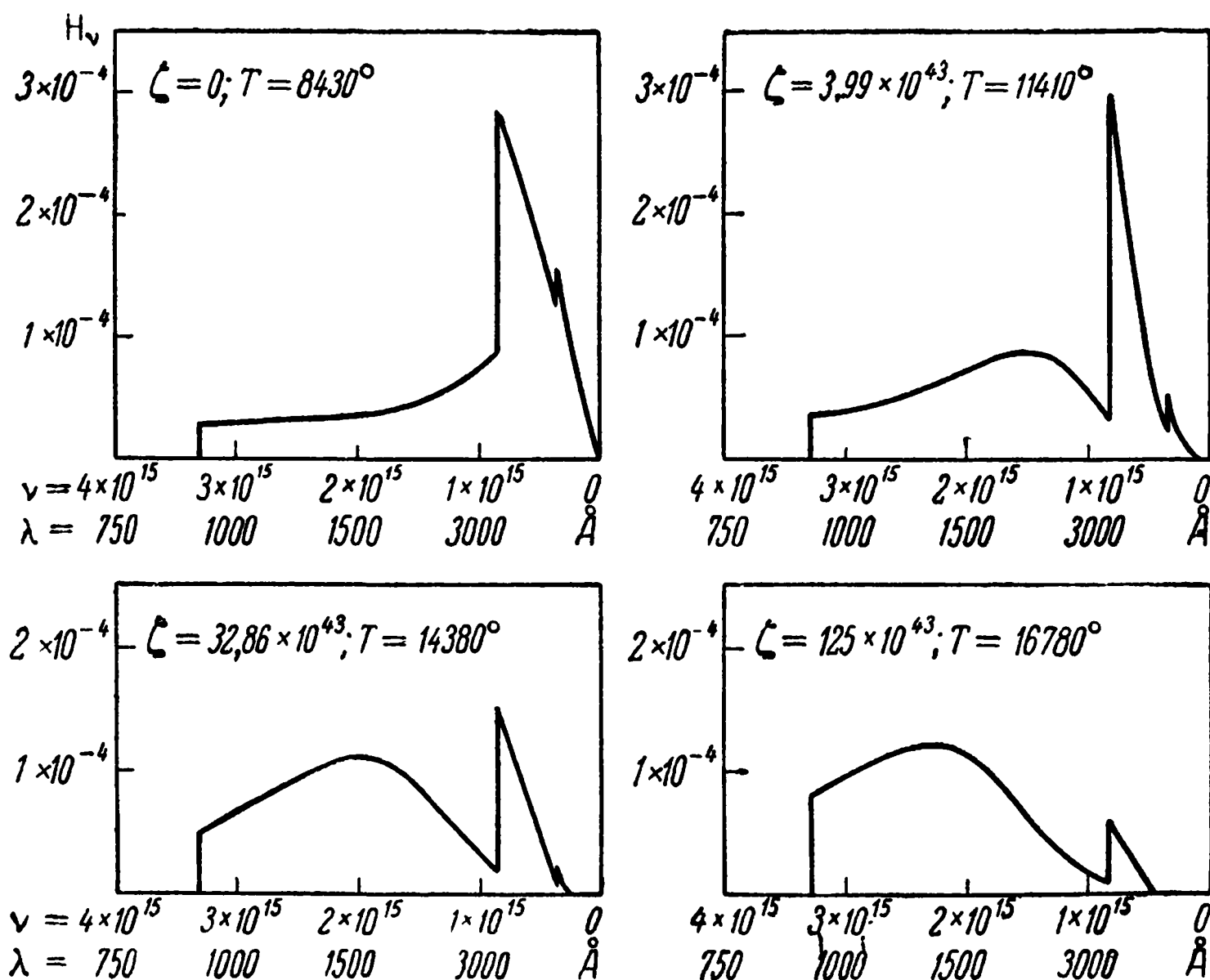


Рис. 18.

учет изменения интенсивности излучения с направлением понижает для данной T_e величину T_0 . То же самое может оказаться и при κ_ν , изменяющемся с частотой. Однако ряд соображений, которых мы здесь не будем приводить, показывает, что в данном случае (водородное поглощение) более точный учет изменения интенсивности $I_\nu(\vartheta)$ с ϑ меняет конечный результат гораздо меньше, чем для $\kappa_\nu = \kappa = \text{const}$.

4. Звезды спектральных классов, близких к солнечному. Перейдем теперь к рассмотрению звезд других спектральных классов. При этом, как мы уже указывали, в каждом отдельном случае приходится разрабатывать особый, наиболее простой для данного случая метод. Одним из таких наиболее распространенных методов является введение некоторого среднего по спектру коэффициента поглощения κ_ν . Наиболее эффективным этот способ является в том случае, когда

отношение x_ν к вводимому среднему коэффициенту поглощения $\bar{x}$, т. е. величина

$$p_\nu = \frac{x_\nu}{\bar{x}}, \quad (6.29)$$

не очень сильно меняется с частотой. Данный случай довольно близко соответствует фотосферам звезд солнечного типа, где поглощение излучения определяется в основном отрицательными ионами водорода и где (эффективная температура Солнца равна 5710°) изменение x_ν в диапазоне длин волн $\lambda = 3000-7000 \text{ \AA}$ относительно невелико (см. рис. 15) по сравнению с изменением x_ν в случае поглощения водородом (см. рис. 12).

В фотосферах звезд солнечного типа (и близких к нему) величина p_ν должна слабо зависеть и от глубины. В самом деле, при слабой зависимости x_ν от ν отношение x_ν к $\bar{x}$ при любом способе усреднения x_ν не может заметно отличаться от единицы, а тем самым это отношение не может заметно меняться с глубиной.

С помощью довольно громоздкого анализа Чандрасекар показал, что в случае полной независимости величин p_ν от глубины мы можем пользоваться распределением температуры, выведенным для серой материи, т. е., например, выражением (4.23) или (4.26). Оптическая толщина τ , входящая в эти выражения, должна определяться средним коэффициентом поглощения $\bar{x}$. Способ образования $\bar{x}$ из величин x_ν для данного уровня должен быть следующим:

$$\bar{x} = \frac{\int_0^\infty H_\nu^{(1)} x_\nu d\nu}{H}, \quad (6.30)$$

где $\pi H_\nu^{(1)}$ — поток, вычисляемый для этого уровня, но для коэффициента поглощения, не зависящего от частоты; вычисления ведутся для заданного $\pi H = \sigma T_\theta^4$. Иначе говоря, для вычисления $H_\nu^{(1)}$ вновь применяется решение (4.23) или (4.26).

Распределение энергии в непрерывном спектре выходящего излучения находится в рассматриваемом случае так. Ввиду постоянства p_ν мы можем для оптической толщи написать:

$$\tau_\nu = \int x_\nu \rho dh = \int x_\nu \frac{\bar{x}}{\bar{x}} \rho dh = p_\nu \int \bar{x} \rho dh = p_\nu \tau. \quad (6.31)$$

Интенсивность выходящего излучения на границе звезды будет в соответствии с (3.38):

$$I_\nu(\vartheta, 0) = \int_0^\infty B_\nu e^{-p_\nu \tau \sec \vartheta} \sec \vartheta p_\nu d\tau. \quad (6.32)$$

Средняя интенсивность наблюдаемого звездного излучения, равная согласно (4.47) величине H_ν на границе, будет:

$$\begin{aligned}\bar{I}_\nu &= (H_\nu)_{\text{гр}} = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_\nu(\vartheta, 0) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \\ &= 2 \int_0^\infty B_\nu d\tau \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-p_\nu \tau \sec \vartheta} p_\nu \sin \vartheta d\vartheta.\end{aligned}\quad (6.33)$$

Полагая здесь $\sec \vartheta = w$, мы получим:

$$\bar{I}_\nu = 2 \int_0^\infty B_\nu(T) Ei_2(p_\nu \tau) p_\nu d\tau, \quad (6.34)$$

причем $Ei_2(x)$ есть частный случай функции $Ei_n(x)$, определяемой на основании общего соотношения

$$Ei_n(x) = \int_1^\infty \frac{e^{-xw}}{w^n} dw = x^{n-1} \int_x^\infty \frac{e^{-u} du}{u^n}. \quad (6.35)$$

Интегрирование (6.35) по частям приводит к следующей рекуррентной формуле:

$$(n-1) Ei_n(x) = e^{-x} - x Ei_{n-1}(x), \quad (6.36)$$

что, в частности, дает:

$$Ei_2(x) = e^{-x} - x Ei_1(x). \quad (6.37)$$

Величина $Ei_1(x)$ имеется в ряде таблиц (см., например, [6]). Следовательно, зная $p_\nu \tau$, мы можем по формуле (6.37) определить и $Ei_2(p_\nu \tau)$.

Таким образом, для построения по формуле (6.34) интенсивности непрерывного спектра мы должны для ряда частот знать величины p_ν . Связь же T с τ задается, как мы уже указывали, на основании решений (4.23) или (4.26) или, наконец, решения

$$T^4 = \frac{1}{2} T_e^4 \left(\frac{\sqrt{3}}{2} + \frac{3}{2} \tau \right), \quad (6.38)$$

сочетающего градиент решения (4.23) и соотношение (4.25). Решение (6.38) является более точным, чем (4.23), но менее точным, чем (4.26).

Описанный метод был применен Чандрасекаром и Мюнхом к излучению Солнца, для которого $T_e = 5710^\circ$. Если бы величина p_ν для различных глубин была бы, как мы предполагаем, действительно

постоянной, то ее определение можно было бы отнести к любому уровню. Однако, конечно, предположение о постоянстве ρ , является некоторой схематизацией, так как определенное изменение ρ , с глубиной в действительности имеется. Поэтому определять величину ρ , следует для того уровня, который наиболее эффективен в образовании непрерывного спектра звезды. Этот уровень соответствует в общем тем фотосферным слоям, где локальная температура T равна эффективной T_e (τ приблизительно равно 0,6). Подсчеты, основанные на всех этих соображениях и проведенные в предположении, что основным и единственным источником поглощения в солнечной фотосфере являются отрицательные ионы водорода, привели к следующим результатам. Оказалось, что теорию и наблюдения можно привести в удовлетворительное согласие на достаточно большом интервале длин волн от $\lambda \approx 4000$ до $16\,000 \text{ \AA}$, если только увеличить в 1,4 раза теоретическую величину $\bar{\kappa}$, находимую с помощью (6.30). Это последнее обстоятельство не является неожиданным, ибо следует иметь в виду, что величина $\bar{\kappa}$ должна определяться усреднением κ , по всему спектру. В то же время мы уже указывали, что в ультрафиолетовой области спектра за 3000 существенную роль должно играть поглощение солнечного излучения металлами вследствие фотоионизации с основных уровней. Это обстоятельство в рассматриваемых подсчетах не учтено, ибо считается, что единственным источником поглощения являются отрицательные ионы водорода. Ясно, что введение поглощения металлами должно увеличить $\bar{\kappa}$ по сравнению с $\bar{\kappa}(\text{H}^-)$.

Существует еще и другой метод (см. стр. 98—99), позволяющий на основании наблюдаемой зависимости $I_\nu(\vartheta, 0)$ от угла ϑ определять изменение κ_ν с частотой для различных уровней в фотосфере, т. е. для различных локальных температур. И этот метод дает кривые κ_ν , весьма близко совпадающие в интервале $4000\text{—}16\,000 \text{ \AA}$ с кривыми, изображенными внизу рис. 15. Таким образом, без сомнения, основным источником поглощения в солнечной фотосфере в указанном интервале длин волн являются отрицательные ионы водорода. Кроме того, согласие между теорией и наблюдениями указывает, что применение теории лучистого равновесия и к солнечной фотосфере является достаточно оправданным. Расхождение между теорией и наблюдениями за $\lambda = 4000 \text{ \AA}$, повидимому, связано, как мы уже указывали, со сгущением линий поглощения. Что же касается инфракрасной области с $\lambda > 16\,000 \text{ \AA}$, то там положение пока неясно, ибо сами измерения распределения энергии в этой области являются пока еще весьма ненадежными.

Основываясь на том, что теория лучистого равновесия с коэффициентом поглощения $\kappa_\nu(\text{H}^-)$ удовлетворительно объясняет солнечный спектр, можно думать, что то же самое будет иметь место и для

звезд, спектральный класс которых не сильно отличается от солнечного (dG3). Однако для звезд поздних, так же как и для звезд ранних спектральных классов (по отношению к Солнцу) применение теории встречает различные трудности. В первом случае такой трудностью являются молекулярные полосы, появляющиеся в спектральном классе K5 и достигающие огромной интенсивности в классах M, R, N, S. Теории, учитывающей влияние этих полос на распределение температуры, пока не имеется.

5. Звезды других спектральных классов. Звезды с протяженными фотосферами. Второй случай является переходным между звездами солнечного типа и звездами ранних спектральных классов F и A. Здесь основная трудность состоит в том, что в фотосферах рассматриваемых звезд существенную роль играют как отрицательные ионы водорода, так и нейтральный водород. Поэтому величина p_ν оказывается уже зависящей от глубины. С другой стороны, в данном случае представление величины χ_ν формулой (6.1) также не обосновано. В связи со всеми этими трудностями каких бы то ни было достаточно надежных подсчетов здесь пока не имеется.

Рассмотрим в заключение очень горячие O-звезды и B-звезды ранних подклассов. Здесь, как мы уже указывали во введении к настоящему параграфу, существенную роль начинает играть рассеяние излучения свободными электронами. Роль этого фактора непрерывно растет с повышением температуры, что можно усмотреть из следующих соображений. Пусть в 1 см^3 содержится n атомов водорода. Так как последний при рассматриваемых температурах сильно ионизован, то из-за его высокого процентного содержания он будет главнейшим источником свободных электронов. Следовательно, если n_+ есть количество протонов в 1 см^3 , то мы будем иметь:

$$n_e \approx n_+ = \chi n. \quad (6.39)$$

При достаточно высоких температурах некоторую роль также будут играть электроны, возникающие при ионизации гелия.

В соответствии с (6.39) и (5.69) в случае рассеяния свободными электронами мы будем иметь:

$$dI_\nu = -I_\nu n_e s_e dh = -I_\nu \chi n m_H \frac{s_e}{m_H} dh = -I_\nu \chi \frac{s_e}{m_H} \rho dh, \quad (6.40)$$

причем m_H — масса водородного атома и ρ — плотность вещества в 1 см^3 , определяемая водородными атомами.

На основании (6.40) коэффициент рассеяния свободными электронами, рассчитанный на единицу массы, будет:

$$s = \chi \frac{s_e}{m_H}, \quad (6.41)$$

где величина s_e задается выражением (5.70).

Далее, в атмосферах рассматриваемых звезд истинное поглощение в наблюдаемой области спектра определяется нейтральным водородом. В связи с этим для χ_ν мы можем использовать выражения (6.1)–(6.3). На основании этих выражений, а также (6.41) мы можем написать для α_ν — отношения коэффициента поглощения к коэффициенту рассеяния:

$$\alpha_\nu = \frac{\chi_\nu}{s} = \frac{C_0 \rho_e}{s_e} \frac{\Psi(\nu, T)}{T^{\frac{3}{2}}}. \quad (6.42)$$

И так как на основании (6.3) второй сомножитель (6.42) убывает с температурой, то уже при некоторой температуре величина α , для данной частоты и данного p_e может оказаться меньше единицы, т. е. роль электронного рассеяния в ослаблении интенсивности станет даже более существенной, чем роль истинного поглощения [хотя, конечно, в законе Кирхгофа (3.10) будет попрежнему фигурировать величина χ]. Кроме того, из (6.42) следует, что у звезд с той же эффективной температурой роль электронного рассеяния тем больше, чем меньше среднее p_e в их фотосферах. Иначе говоря, роль электронного рассеяния значительно больше в фотосферах сверхгигантов, чем в фотосферах обычных звезд.

Непосредственные подсчеты показывают, что электронное рассеяние может оказаться существенным даже в фотосферах сверхгигантов классов А. Это подтверждается и наблюдениями. Последние показывают, что скачок у предела серии Бальмера, вернее величина D , характеризующая величину скачка у предела серии Бальмера по формуле (6.28) в спектрах сверхгигантов ранних спектральных классов меньше, чем D в спектрах обычных звезд тех же спектральных классов. Это легко объяснить с точки зрения электронного рассеяния. Действительно, всякий дополнительный источник поглощения уменьшает роль водорода и, следовательно, понижает D .

Особенно же велика роль электронного рассеяния в фотосферах звезд класса О и таких горячих звезд, как, например, звезды Вольф-Райе. Однако, к сожалению, пока достаточно надежной теории, учитывающей влияние электронного рассеяния на распределение температуры в фотосферах звезд классов А, В и О, не имеется. Для звезд Вольф-Райе, которые будут рассмотрены в главе VI, такие подсчеты были впервые проведены В. А. Амбарцумяном [9].

Заканчивая в этом разделе рассмотрение звезд ранних спектральных классов, следует указать, что для очень горячих звезд, а именно для звезд ранних подразделений класса В и О, поглощение излучения в ультрафиолетовой области спектра определяется помимо водорода нейтральным и ионизованным гелием.

В заключение данного параграфа мы можем сказать, что в тех случаях, когда теория лучистого равновесия является наиболее разработанной (Солнце и звезды классов А0—В2), ее выводы удовлетворительно согласуются с результатами наблюдений в отношении распределения энергии в непрерывном спектре, а для Солнца и в отношении закона потемнения к краю. (Введение отрицательных ионов водорода не изменяет заметно закона потемнения к краю, полученного для случая серой материи.)

Поэтому можно считать, что в основном исходные предпосылки развитой нами теории лучистого равновесия недалеки от действительности, хотя, конечно, целый ряд вопросов и неувязок требует дальнейшего изучения. Наконец, следует изучить влияние на лучистое равновесие линий поглощения, в частотах которых часть фотосферного излучения отбрасывается назад. Этот вопрос чрезвычайно сложен и до настоящего времени еще не разработан до конца, поэтому мы здесь его рассматривать не будем.

До сих пор мы рассматривали теорию лучистого равновесия, примененную к фотосферам с плоскопараллельными слоями. Для фотосфер, линейная толщина которых сравнима с радиусом звезды (или даже больше последнего), применение теории лучистого равновесия вызывает большие трудности. Для случая серой материи общие

физические принципы теории лучистого равновесия протяженных фотосфер были разработаны Н. Козыревым [10, стр. 34—40]. В выходящем (наблюдаемом) излучении звезд с протяженными фотосферами существенную роль играют относительно холодные слои с относительно небольшой оптической толщиной (эффект протяженности). Поэтому спектрофотометрическая температура звезд с протяженными фотосферами должна быть низкой.

Однако в реальных звездных атмосферах коэффициент поглощения зависит от частоты. Так, следует учитывать роль водородного поглощения за пределом серии Лаймана. Далее, для звезд Вольф-Райе необходимо учитывать большую роль рассеяния излучения электронами. Кроме того, применение закона Кирхгофа (3.10) к фотосферам с большой протяженностью представляется недостаточно обоснованным.

Некоторые вопросы теории протяженных фотосфер будут рассмотрены в главе VI, посвященной звездам, спектр которых имеет яркие линии.

§ 7. Строение звездных фотосфер

1. Строение фотосферы звезд класса A0 — B2. Как указывалось во введении к этой главе, основной задачей теории звездных фотосфер является установление закона изменения различных физических параметров в звездной (солнечной) фотосфере с глубиной. В §§ 4 и 6 мы занимались вопросом о распределении температуры. Вместе с тем для целого ряда астрофизических задач необходимо знание в каждой точке фотосферы не только температуры, но и давления, плотности и т. д. Особенно это важно при построении количественной теории линий поглощения в звездных спектрах. В качестве независимой переменной мы можем теперь взять линейную глубину звездной фотосферы, отсчитываемую вниз и вверх от любого уровня, например от того уровня, где температура T равна эффективной температуре T_e .

Так же как и в теории лучистого равновесия, здесь не имеется в настоящее время общего, универсального метода. В каждом отдельном случае решать данную задачу приходится особо.

В качестве наиболее простого примера мы рассмотрим фотосферы звезд классов A0 — B2. В фотосферах этих звезд как поглощение, так и полное газовое давление определяются практически только одним элементом — водородом. Соответствующая теория была впервые рассмотрена Э. Р. Мустелем, а затем В. С. Бердичевской*).

Основное предположение, из которого мы будем исходить, состоит в том, что на каждом уровне изучаемых нами статических фотосфер

*) В. С. Бердичевская, Строение фотосфер звезд типа A0, *Астрономический журнал*, 22, 359, 1945.

осуществляется не только лучистое, но и механическое (гидростатическое) равновесие. [Заметим, что указанное утверждение справедливо лишь в среднем, ибо в звездных фотосферах должны существовать различного рода местные движения вещества. Об этом говорит изучение не только Солнца (пример — грануляция), но и звезд.]

Механическое равновесие звездной фотосферы осуществляется в результате одновременного действия следующих противоположно направленных сил: 1) тяготения (к центру звезды), 2) газового давления и светового давления (от центра звезды).

Чтобы вывести уравнение равновесия, рассмотрим цилиндр с площадью основания в 1 см^2 и высотой dh , значительно меньшей линейных размеров основания, и пусть ось цилиндра совпадает с нормалью к плоскости фотосферных слоев. Вес такого цилиндра будет равен $g\rho dh$, где g — ускорение силы тяжести в данной точке, а ρ — полная плотность вещества на данном уровне (определяемая всеми атомами). Пусть, далее, p будет полным газовым давлением на данном уровне, а p' — световым давлением на этом же уровне. Уравнение равновесия для нашего цилиндра мы можем написать в форме:

$$dp + dp' = g\rho dh, \quad (7.1)$$

ибо при погружении в глубь звезды на отрезок dh прирост газового и светового давления на величину $d(p + p')$ уравнивается соответствующим увеличением веса столбика (с основанием в 1 см^2) вышерасположенного вещества на величину $g\rho dh$. При этом следует помнить, что величина h растет у нас к центру звезды.

Выведем выражение для dp' . Классическая электромагнитная теория учит, что при поглощении веществом лучистой энергии E , распространяющейся в данном направлении, вещество приобретает в том же направлении импульс $\frac{E}{c}$, где c — скорость света. Это было впервые экспериментально доказано выдающимся русским физиком П. Н. Лебедевым в 1901 г.

В частности, если атом поглотил из пучка лучей квант $h\nu$, то тем самым он получает в направлении пучка импульс $\frac{h\nu}{c}$.

На основании сказанного подсчитаем световой импульс, действующий на рассматриваемый цилиндр с основаниями в 1 см^2 и высотой dh в направлении нормали к плоскости слоев, ибо действие силы тяжести также совпадает с нормалью (по направлению к центру звезды). В частности, каких бы то ни было «косых напряжений», обусловленных световым давлением, в рассматриваемом нами случае не будет, ибо мы уже указывали, что в каждой точке звездной фотосферы интенсивность излучения зависит только от угла ϑ , а от азимута не зависит.

Количество энергии, поглощенной нашим цилиндром из пучка $I_\nu(\vartheta) d\omega$ за время dt и в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, будет

в соответствии с основными определениями второго параграфа равно:

$$I_\nu(\vartheta) \cos \vartheta d\omega d\nu dt \cdot \kappa_\nu \rho dh \sec \vartheta, \quad (7.2)$$

причем $\cos \vartheta$ появился из-за учета проекции единичного основания [формула (2.3)], а $\sec \vartheta$ из-за косого хода пучка в рассматриваемом цилиндре [формула (2.27)]. Импульс, сообщенный цилиндру в направлении, составляющем угол ϑ с нормалью, будет (боковые стенки цилиндра не учитываем ввиду малости dh):

$$\frac{I_\nu(\vartheta) d\omega}{c} \kappa_\nu \rho d\nu dh dt. \quad (7.3)$$

Составляющая импульса в направлении нормали равна выражению (7.3), помноженному на $\cos \vartheta$.

Кроме того, необходимо учесть излучение со всей сферы, т. е. провести интеграцию по $d\omega$. Это дает:

$$\frac{\int I_\nu(\vartheta) \cos \vartheta d\omega}{c} \kappa_\nu \rho d\nu dh dt = \frac{\pi H_\nu}{c} \kappa_\nu \rho d\nu dh dt. \quad (7.4)$$

Для того чтобы получить силу, действующую на наш цилиндр, мы должны разделить (7.4) на dt . Кроме того, результат следует проинтегрировать по всему спектру. И так как сила светового давления, действующая на цилиндр, есть разность давления p' на его нижнее и верхнее основание, то

$$dp' = \frac{\pi \int_0^\infty H_\nu \kappa_\nu d\nu}{c} \rho dh. \quad (7.5)$$

Выражение (7.5) имеет самый общий характер. Чтобы учесть отрицательное поглощение (т. е. вынужденное излучение), необходимо коэффициент поглощения брать в соответствии с формулой (5.61), т. е. коэффициент вынужденного поглощения (отвечающий коэффициенту B_{ik}) следует умножить на $(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}})$. В этом можно убедиться на основании следующих соображений.

Пусть на атомы падает излучение интенсивности $I_\nu(\vartheta)$, идущее внутри бесконечно малого телесного угла $d\omega$. Тогда действие рассматриваемого пучка лучей на атомы будет сводиться к следующему.

При поглощении лучистой энергии атомы будут получать импульсы $\frac{h\nu}{c}$ в направлении падающего пучка. После каждого акта поглощения будет происходить (через некоторое время) самопроизвольное излучение поглощенного кванта, в результате чего атом будет приобре-

тывать импульс отдачи $\frac{h\nu}{c}$ в направлении, противоположном испущен-

ному кванту. Однако, так как при этом переизлучение может происходить в общем в любом направлении, то в среднем все такие импульсы отдачи взаимно уничтожатся, и атом будет испытывать давление излучения лишь в направлении падающего пучка.

Процесс же *вынужденного излучения* сводится к тому, что двигавшийся внутри пучка квант $h\nu$ попадает на атом и вынуждает последний к излучению такого же кванта $h\nu$ в том же направлении. Тем самым атом излучает квант в направлении пучка и приобретает импульс отдачи всегда в противоположном направлении. Ясно, что этот процесс уменьшает световое давление со стороны пучка на атомы.

Количественно роль вынужденного излучения определяется отношением числа процессов вынужденного излучения к числу процессов обычного (вынужденного) поглощения, причем указанное отношение не должно зависеть от угла ϑ , ибо в обоих случаях количество переходов пропорционально плотности излучения. По этой причине результирующий импульс, сообщаемый веществу световым давлением, будет пропорционален потоку πH_ν .

Подсчитаем вышеуказанное отношение числа процессов. Согласно (5.47) и (5.50) [причем вместо ρ_ν должно быть подставлено выражение (5.42)] это отношение должно быть равно:

$$\frac{n_{r+1}\beta_\nu \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} I_\nu(\vartheta) \frac{d\omega}{c} dn_e}{n_{r,k} k'_\nu \frac{c}{h\nu} I_\nu(\vartheta) \frac{d\omega}{c}}. \quad (7.6)$$

Воспользовавшись выражениями (5.54), (5.52), (5.11), (5.12), (5.55), (5.49), (5.6) и (5.8), находим, что написанное отношение равно $e^{-\frac{h\nu}{kT}}$, т. е. уменьшение dp' из-за учета вынужденного излучения должно определяться множителем $1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}$. Это нам и надо было доказать.

Применение выражения (7.5) для оценки dp' в случае фотосфер звезд ранних классов является весьма громоздким, ибо при этом пришлось бы вычислять поток πH_ν для различных глубин. Однако, как мы увидим, роль светового давления в рассматриваемом случае весьма невелика. Поэтому мы не сделаем существенной ошибки, если подсчитаем величину dp' для случая серой материи и применим найденный результат для случая фотосферы с коэффициентом поглощения, зависящим от частоты.

Для $\kappa_\nu = \kappa$ выражение (7.5) примет вид

$$dp' = \frac{\pi \int_0^\infty H_\nu d\nu}{c} \kappa \rho dh = \frac{\pi H}{c} d\tau = \frac{\sigma T_\theta^4}{c} d\tau; \quad (7.7)$$

с другой стороны, на основании (4.23) получаем путем дифференцирования:

$$d\tau = \frac{4}{3} \frac{dT^4}{T_e^4}. \quad (7.8)$$

Вводя (7.8) в (7.7), найдем:

$$dp' = \frac{1}{3} \frac{4\sigma}{c} dT^4 = \frac{1}{3} a dT^4, \quad (7.9)$$

где $a = \frac{4\sigma}{c}$ есть постоянная плотности интегрального излучения, равная $7,569 \cdot 10^{-15}$ эрг $\cdot$ см $^{-3}$ град $^{-4}$.

Интегрируя (7.9), получим:

$$p' = \frac{1}{3} a T^4, \quad (7.10)$$

ибо при $T=0$ и $p'=0$, следовательно, постоянная интегрирования равна нулю. Таким образом, в случае серой материи световое давление в рассматриваемом приближении такое же, как и в случае строгого термодинамического равновесия.

Возвратимся вновь к уравнению (7.1). Так как в нашем случае поглощение излучения определяется водородом, мы можем использовать все те результаты, которые были получены нами в предыдущем параграфе. В частности, мы вновь можем ввести переменную ζ , определяемую выражением (6.5). В связи с этим уравнение (7.1) мы можем переписать так:

$$\left(\frac{dp}{dT} + \frac{dp'}{dT} \right) \frac{dT}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dh} = \varepsilon \rho. \quad (7.11)$$

Для распределения температуры в рассматриваемых звездных фотосферах мы можем с достаточной точностью использовать уравнение (6.22), т. е. уравнение первого приближения. Для поверхностной температуры следует брать то значение T_0 , которое получается на основании изложенного там метода (удовлетворение заданному потоку $\pi H = \sigma T_e^4$ на границе фотосферы). Используя (6.22), а также (6.5), мы получим вместо (7.11):

$$\left(\frac{dp}{dT} + \frac{dp'}{dT} \right) \frac{3\sigma T_e^4}{4\pi Z(T)} \Phi(p_e, T) = g\alpha, \quad (7.12)$$

где $\alpha = \frac{\rho}{\rho_H}$, а $\rho_H = m_H n_H$, где n_H — число водородных атомов в 1 см 3 .

Эта величина ρ_H и входит в (6.5). Согласно таблице 1 мы можем принять, что $\alpha \approx 1,8$.

Нашей ближайшей задачей будет являться преобразование уравнения (7.12) в дифференциальное уравнение для величин p_e и T , причем в качестве независимой переменной мы возьмем p_e . Следовательно, мы должны величины, входящие в (7.12), выразить через T и p_e .

Выразим газовое давление p через T и p_e . При этом мы учтем, что в силу исключительно высокого процентного содержания водорода последний практически определяет полное газовое давление. Пусть в 1 см^3 содержится n_H атомов водорода (как нейтральных, так и ионизованных). Тогда парциальное давление, определяемое водородными атомами, будет:

$$p_H = n_H kT. \quad (7.13)$$

Для того чтобы получить полное газовое давление, мы к p_H должны еще прибавить парциальное электронное давление p_e :

$$p_e = n_e kT, \quad (7.14)$$

где n_e — количество свободных электронов в 1 см^3 .

Далее, при интересующих нас температурах и электронных давлениях (в фотосферах звезд A0 — B2) основным источником свободных электронов, как это можно подсчитать по формуле Саха с известным из наблюдений p_e , является водород. Роль электронов, освобождаемых ионизацией металлов, здесь весьма мала из-за ничтожного процентного содержания последних. На основании сказанного мы можем написать:

$$n_e = x n_H, \quad (7.15)$$

где x — степень ионизации водорода.

Из (7.13), (7.14) и (7.15) мы находим:

$$p = p_H + p_e = n_H (1 + x) kT, \quad (7.16)$$

а также

$$\frac{p}{p_e} = \frac{1 + x}{x}. \quad (7.17)$$

Кроме того, на основании (5.16) и (5.17) мы можем для водорода написать:

$$\frac{x}{1 - x} p_e = K_0, \quad (7.18)$$

где

$$K_0 = \frac{u_1}{u_0} \frac{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}. \quad (7.19)$$

Так как первый потенциал возбуждения водорода весьма велик (10,16 эв), то даже при рассматриваемых нами температурах сумма по состояниям u_0 , вычисляемая по формуле (5.13), сведется к первому члену. Для нейтрального водорода будет $u_0 = g_{0,1} = 2$, а для ионизованного водорода (протона) $u_1 = 1$.

Следовательно, (7.19) мы можем переписать также так:

$$K_0 = C T^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}, \quad (7.20)$$

где

$$C = \frac{(2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}}}{h^3}. \quad (7.21)$$

Далее, из уравнений (7.17) и (7.18) следует:

$$p = \frac{p_e^2 + 2K_0 p_e}{K_0}. \quad (7.22)$$

Дифференцируя (7.22) по T и принимая во внимание (7.20), получим:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{1}{K_0} \left[2(p_e + K_0) \frac{dp_e}{dT} - \frac{p_e^2}{T} \left(\frac{5}{2} + \frac{\chi_0}{kT} \right) \right]. \quad (7.23)$$

Далее, так как на основании (7.18)

$$x = \frac{K_0}{p_e + K_0}, \quad (7.24)$$

мы получаем согласно (6.2):

$$\Phi(p_e, T) = \frac{C_0}{m_H} \frac{K_0 p_e}{T^{\frac{3}{2}} (p_e + K_0)}. \quad (7.25)$$

Используя теперь (7.23), (7.9) и (7.25), мы получим из (7.12):

$$\frac{dT}{dp_e} = \frac{(p_e + K_0) p_e}{\alpha g \frac{2\pi m_H}{3C_0 \sigma T_e^4} T^{\frac{3}{2}} Z(T) (p_e + K_0) + \frac{p_e^3}{2} \frac{1}{T} \left(\frac{5}{2} + \frac{\chi_0}{kT} \right) - \frac{2}{3} \alpha T^3 p_e K_0}. \quad (7.26)$$

Определим начальные условия интегрирования этого уравнения. Для границы фотосферы, где $T = T_0$, давление $p_e \equiv 0$ и $\frac{dT}{dp_e} = 0$.

Правая часть уравнения (7.26) является известной функцией переменных p_e и T . Величины $Z(T)$ берутся на основании формулы (6.23).

Интегрирование уравнения (7.26) приходится проводить с помощью численных методов. В результате мы найдем для данной T_e и данного g зависимость T от p_e .

Распределение остальных величин внутри фотосферы мы можем найти из следующих соображений. На основании (7.24) и (7.20) мы можем для каждой точки фотосферы найти степень ионизации x . Это в свою очередь по формуле (7.17) дает давление p в каждой точке фотосферы. Световое давление p' можно подсчитать по формуле (7.10).

Для определения плотности ρ помножим и разделим правую часть равенства (7.16) на αm_H . Тогда, учитывая, что $\rho = \alpha n_H m_H$, а также

учитывая, что согласно кинетической теории газов $\frac{k}{m} = \frac{R}{\mu}$, мы полу-

чим уравнение состояния

$$p = \frac{R}{\left(\frac{\alpha\mu_H}{1+x}\right)} \rho T, \quad (7.27)$$

из которого следует, что в связи с ионизацией водорода уменьшается и молекулярный вес, что ведет к увеличению полного газового давления.

Зная p , T и x , мы можем по формуле (7.27) вычислить для каждой точки фотосферы и величину ρ .

Теперь свяжем все найденные величины с линейной глубиной в фотосфере. Для этого мы исключим из уравнений (6.5) и (6.22) дифференциал $d\zeta$ и вместо функции $\Phi(p_e, T)$ введем ее выражение из (6.2). Тогда получим:

$$dh = \frac{4\pi m_H \alpha Z(T) T^{\frac{3}{2}}}{3\sigma T_e^4 C_0 x p_e^0} \frac{dT}{dp_e} dp_e. \quad (7.28)$$

Выражение, стоящее перед dp_e в правой части уравнения (7.28), является известной функцией давления p_e , ибо все величины, входящие в это выражение, мы уже определили [производная $\frac{dT}{dp_e}$ определяется при решении уравнения (7.26)].

Связь между h и p_e , а следовательно, и остальными физическими параметрами мы можем установить путем численного интегрирования уравнения (7.28). За начало отсчета величин h мы можем принять тот уровень, где температура T равна эффективной температуре. От этого уровня в глубь звезды величины h будут считаться положительными, наружу — отрицательными.

2. Обсуждение результатов теории. В таблице 4 мы приводим результаты соответствующих подсчетов, проведенных В. Бердичевской для $T_e = 10\,500^\circ$ и $g = 0,55 \cdot 10^4 \text{ см/сек}^2$. В последнем столбце таблицы 4 даны для соответствующих уровней оптические толщи, вычисленные по формуле (6.7) для $\lambda = 4700 \text{ Å}$.

На основании таблицы 4 мы можем составить себе представление об условиях, существующих в фотосферах звезд класса A0. Мы видим, что давления p в этих фотосферах весьма малы — порядка нескольких сотен или тысяч бар, в то время как газовое давление в нашей земной атмосфере на уровне моря порядка миллиона бар (одна нормальная атмосфера = 1 013 246 бар). То же самое, но в еще большей степени можно сказать и о плотностях в фотосферах обычных звезд класса A0; они порядка $10^{-9} — 10^{-11} \text{ г/см}^3$, в то время как плотность воздуха при 0° и 76 см давления ртутного столба равна $0,0013 \text{ г/см}^3$.

Столь малые плотности и давления характеризуют не только рассмотренный класс звезд, но и вообще фотосферы большинства звезд.

Т а б л и ц а 4

p_e [бар]	T°	x	p [бар]	p' [бар]	$\rho \left[\frac{g}{cm^3} \right]$	h [км]	τ_{λ} 4700 Å
0	8 430	1,000	0	12,86	0		0
5	8 432	0,783	11,40	12,88	$1,67 \cdot 10^{-11}$	— 4811	—
15	8 448	0,556	42,00	12,97	$7,03 \cdot 10^{-11}$	— 3210	—
25	8 477	0,447	81,00	13,14	$1,45 \cdot 10^{-10}$	— 2516	0,005
50	8 594	0,350	193,0	13,90	$3,66 \cdot 10^{-10}$	— 1662	0,02
100	8 890	0,349	386,0	15,91	$7,07 \cdot 10^{-10}$	— 991	0,07
150	9 185	0,406	519,0	18,13	$8,83 \cdot 10^{-10}$	— 686	0,13
200	9 467	0,480	616,0	20,46	$9,67 \cdot 10^{-10}$	— 491	0,20
300	10 024	0,640	768,0	25,72	$1,03 \cdot 10^{-9}$	— 210	0,34
400	10 607	0,784	912,0	32,25	$1,06 \cdot 10^{-9}$	+ 47	0,54
600	11 746	0,929	1248,0	48,50	$1,21 \cdot 10^{-9}$	+ 611	1,12
780	12 555	0,966	1587,3	63,29	$1,41 \cdot 10^{-9}$	+ 1102	1,79
1020	13 360	0,982	2059,1	81,15	$1,71 \cdot 10^{-9}$	+ 1667	2,78

Во многих случаях (фотосферы гигантов и сверхгигантов) плотности оказываются еще на несколько порядков ниже, чем указанные числа, хотя, конечно, существуют и более плотные фотосферы, к которым, например, относятся фотосферы белых карликов. Вообще же фотосферы подавляющего большинства звезд — это весьма разреженные газовые образования.

Взгляд на третий столбец таблицы показывает, что при погружении в глубь фотосферы степень ионизации x вначале убывает, а затем начинает вновь расти. Это легко объясняется следующим образом. Как видно из второго столбца таблицы 4, рост температуры в самых внешних слоях фотосферы является относительно медленным. Поэтому изменение x вызывается в этих слоях изменением (ростом) p_e , а следовательно, в соответствии с (7.24) величина x должна убывать. Однако при дальнейшем погружении в глубь фотосферы роль возрастающей температуры становится все большей, величина K_0 начинает расти быстрее, чем p_e , и степень ионизации вновь начинает увеличиваться.

Сравнение четвертого и пятого столбцов таблицы 4 показывает, что p' больше, чем газовое давление, лишь в самых внешних слоях фотосферы, а в более глубоких — пренебрежимо мало. Но и в самых внешних слоях фотосферы его влияние на распределение различных физических параметров оказывается совершенно несущественным. Действительно, из уравнения (7.1) следует, что равновесие фотосферы определяется не самими давлениями p и p' , а их градиентами. В то же время из таблицы 4 следует, что и в самых внешних слоях фотосферы $\text{grad } p \gg \text{grad } p'$. Аналогичные результаты получаются и для фотосфер большинства звезд. Следовательно, во всех этих случаях мы можем световым давлением пренебрегать. Роль последнего

может стать существенной лишь в весьма протяженных фотосферах. Наконец, в ряде случаев (очень горячие звезды) может стать существенным селективное световое давление, т. е. давление излучения в частотах спектральных линий.

Рассмотрим седьмой столбец таблицы 4. Обратимся к тем слоям, которые в основном создают непрерывный спектр звезды. Это те области, оптическая толща которых заключена, грубо говоря, между 0,1 и 1,5. Из областей с $\tau_\lambda > 1,5$ излучение выходит уже значительно ослабленным (роль множителя $e^{-\tau_\lambda \sec \vartheta}$). Что же касается областей с малыми τ_λ , то их роль в создании выходящего излучения пропорциональна согласно (3.31) величине $\Delta\tau_\lambda$ и, следовательно, мала в силу малости $\Delta\tau_\lambda$.

Из таблицы 4 следует, что линейная толща рассматриваемых слоев — порядка нескольких тысяч километров. В то же время радиус звезды класса A0 с $g = 0,55 \cdot 10^4 \text{ см/сек}^2$ равен одному-двум миллионам километров. Следовательно, на этом примере мы убеждаемся в том, что толщина фотосферы у звезд действительно мала по сравнению с их радиусом.

Следует иметь в виду, что рассмотренная здесь модель фотосферы звезды класса A0 является чисто теоретической моделью, построенной в предположении, что единственным источником поглощения является нейтральный водород. При значениях g , больших чем принятое в вычислениях ($5,5 \cdot 10^3 \text{ см/сек}^2$), среднее значение p_e будет выше, причем определенную роль начинают играть отрицательные ионы водорода. Есть основания *) считать, что средние электронные давления p_e в фотосферах звезд класса dA0 — порядка тысячи или даже нескольких тысяч бар, хотя для окончательного решения вопроса требуются дополнительные исследования.

3. Применение закона потемнения диска звезды к краю. Мы рассмотрели теорию строения звездных фотосфер, исходя из основного уравнения равновесия (7.1), найденного уже ранее распределения температуры и других дополнительных соотношений. Для Солнца некоторые сведения о строении его фотосферы мы можем получить по находимому непосредственно из наблюдений закону потемнения диска к краю. А именно, на выражение (3.38) мы можем смотреть, как на интегральное уравнение, определяющее закон изменения B_ν с τ_ν , если для заданной частоты известен закон изменения $I_\nu(\vartheta, 0)$ с углом ϑ . Находя из наблюдений этот закон, мы тем самым можем определить и закон изменения B_ν с τ_ν , что чрезвычайно важно для теории линий поглощения.

(С меньшей уверенностью то же можно делать и для некоторых затменных переменных.)

*) W. B u s c o m b e, Spectrophotometry of early A-type stars. Astrophysical Journal 114, 73, 1951.

На практике это обычно производится следующим образом. Напишем уравнение (3.38) в таком виде:

$$\varphi_{\lambda}(\vartheta) = \frac{I_{\lambda}(\vartheta, 0)}{I_{\lambda}(0, 0)} = \int_0^{\infty} \frac{B_{\lambda}(T)}{I_{\lambda}(0, 0)} e^{-\tau_{\lambda} \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau_{\lambda}. \quad (7.29)$$

Наблюдения показывают, что с достаточной точностью функцию $\varphi_{\lambda}(\vartheta)$ можно представить в следующем виде:

$$\varphi_{\lambda}(\vartheta) = A_{\lambda} + C_{\lambda} \cos \vartheta + D_{\lambda} \cos^2 \vartheta. \quad (7.30)$$

Вводя это в (7.29), легко проверить, что решением (7.29) будет:

$$\frac{B_{\lambda}(T)}{I_{\lambda}(0, 0)} = A_{\lambda} + C_{\lambda} \tau_{\lambda} + \frac{1}{2} D_{\lambda} \tau_{\lambda}^2. \quad (7.31)$$

Таким образом, находя из наблюдений коэффициенты A_{λ} , C_{λ} , D_{λ} , мы можем согласно (7.31) найти связь между B_{λ} и τ_{λ} . Кроме того, в соответствии с (7.31) мы можем для каждого уровня в солнечной фотосфере (т. е. для каждого значения T) изучить ход τ_{λ} с λ , а вместе с тем и κ_{λ} с λ и т. д. Этот метод изучения солнечной фотосферы можно назвать «оптическим» методом. Впервые значение этого метода отметила П. Пархоменко в 1934 г. Ею же впервые был и использован данный метод, который в последние годы нашел себе весьма широкое применение. Коэффициенты A_{λ} , C_{λ} , D_{λ} на основании новейшего наблюдательного материала получены Канаваджиа, Барбье и др.

Следует отметить, что точность нахождения зависимости B_{λ} от τ_{λ} указанным методом весьма сильно зависит от точности аппроксимации функции $\varphi_{\lambda}(\vartheta)$ на краю солнечного диска.

§ 8. Применение законов термодинамического равновесия к звездным фотосферам

1. Предварительные замечания об отклонениях от термодинамического равновесия в звездных фотосферах. В предыдущих параграфах мы неоднократно использовали законы, справедливые, строго говоря, лишь для случая термодинамического равновесия. Перечислим вышеуказанные законы: 1) Максвелловское распределение скоростей у атомов и электронов [для электронов см. формулу (5.52)]. 2) Формула Больцмана (5.9), дающая распределение атомов по квантовым уровням. 3) Формула ионизации Саха (5.11). 4) Закон Кирхгофа-Планка (3.10). Обоснованность применения этих законов к звездным фотосферам далеко не очевидна. Поэтому данный вопрос требует особого рассмотрения.

Однако, прежде чем переходить к детальному рассмотрению перечисленных законов, мы должны выяснить, почему вообще в звездных

фотосферах могут нарушаться эти законы. Иначе говоря, мы должны выяснить, чем физические условия, существующие в звездных фотосферах, отличаются от тех условий, которые имеют место при термодинамическом равновесии.

Первое нарушение условий, характеризующих строгое термодинамическое равновесие, связано с существованием в звездных фотосферах температурного градиента. Изменение же температуры в фотосфере приводит к тому, что интенсивность излучения зависит от направления [см., например, формулы (3.36) и (3.37)]. Это можно пояснить следующим образом. Пусть интенсивность излучения с частотой ν , идущего в данном направлении, будет $I_\nu(\vartheta, \tau_\nu)$. Тогда эту интенсивность мы можем численно приравнять планковской интенсивности B_ν и определить из этого равенства температуру T , которая будет, конечно, функцией глубины, частоты и, что для нас сейчас особенно важно, направления; ее мы обозначим через $T(\vartheta, \nu)$:

$$I_\nu(\vartheta, \tau_\nu) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{h\nu}{e^{kT(\vartheta, \nu)} - 1}}. \quad (8.1)$$

Обратно, введение температуры $T(\vartheta, \nu)$ в планковскую функцию дает количественно интенсивность ν -излучения, идущего в данном направлении ϑ . Введенная таким образом температура $T(\vartheta, \nu)$ может быть названа *температурой излучения* (или яркостной температурой). В дальнейшем мы будем обозначать ее через T_E .

В противоположность звездным фотосферам излучение в условиях теплового равновесия является строго изотропным. Иначе говоря, во всех направлениях величина $T(\vartheta, \nu)$ является постоянной.

Рассматриваемый эффект, который мы можем назвать *геометрическим эффектом*, является наибольшим на границе фотосферы, где для $\frac{\pi}{2} < \vartheta \leq \pi$ интенсивность $I_\nu(\vartheta, 0) = 0$; таким образом, здесь $T(\nu, \vartheta) = 0$.

Для самых внешних частей фотосферы (именуемых условно *обращающим слоем*), а также для еще более внешних оболочек звезды отклонения от равновесного излучения, обусловленные геометрическим эффектом, оцениваются с помощью введения *фактора разрежения излучения* W или так называемого *фактора дилуции*. Предположим, что интенсивность непрерывного излучения, выходящего из звезды, не зависит от направления и описывается формулой Планка с температурой T_* . Тогда (рис. 19) плотность излучения в какой-либо точке, находящейся на расстоянии r от центра звезды, будет равна на основании (5.37) следующей величине:

$$\rho_\nu = \frac{1}{c} \int_{\omega'} B_\nu(T_*) d\omega = \frac{4\pi}{c} B_\nu(T_*) \frac{\omega'}{4\pi}, \quad (8.2)$$

где ω' — телесный угол, под которым данная звезда видна из точки A . Из рис. 19 следует, что отношение этого телесного угла к телесному углу 4π , которое мы и будем именовать фактором разрежения излучения, равно:

$$W = \frac{\omega'}{4\pi} = \frac{2\pi \int_0^{\vartheta'} \sin \vartheta d\vartheta}{4\pi} = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{R}{r}\right)^2} \right]. \quad (8.3)$$

Вводя в (8.2) выражение для $B_\nu(T_*)$, мы получим:

$$\rho_\nu = W \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (8.4)$$

Сравнивая (8.4) с (5.53), мы видим, что в рассматриваемом случае плотность излучения в данной точке A равна равновесной плотности при температуре T_* , умноженной на фактор разрежения излучения W . Из (8.3), в частности, следует, что во внешних слоях фотосферы, где $R \approx r$, величина $W \approx \frac{1}{2}$; это ясно, ибо излучение здесь идет только снизу.

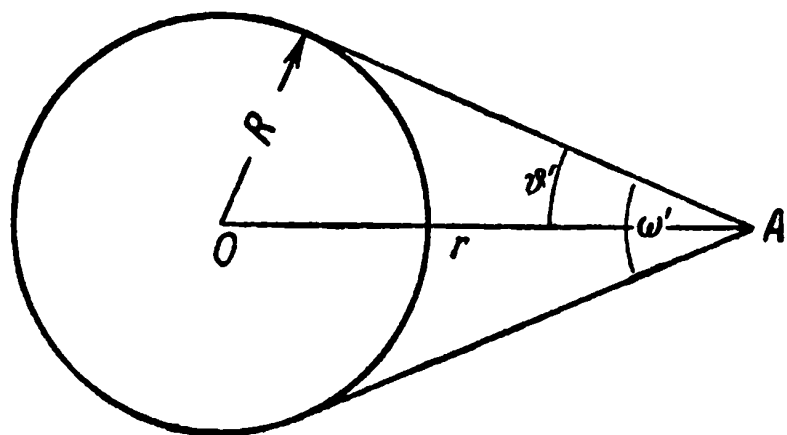


Рис. 19.

Таким образом, множитель W является мерой отклонения плотности излучения от равновесной плотности.

Для строгого термодинамического равновесия при температуре T_* излучение в точку A идет со всех сторон, и фактор разрежения $W = 1$.

Второй причиной, ведущей к нарушению термодинамического равновесия в звездных фотосферах, является непланковский характер излучения. Действительно, даже для данной точки и данного направления ход интенсивности излучения $I_\nu(\vartheta, \tau_\nu)$ с частотой может в ряде случаев резко отличаться от планковского. Это мы можем усмотреть, например, из графика, построенного для выходящего из звезды излучения (см. рис. 17). Этот рисунок составлен для среднего по направлению излучения $\bar{I}_\lambda$. Однако ясно, что аналогичная зависимость I_λ от λ имеет место и для различных углов ϑ . Непланковский ход интенсивности излучения с частотой характеризует не только самую границу звезды, но и более глубокие слои звездной фотосферы. Лишь при $\tau_\nu \rightarrow \infty$ величина $I_\nu(\vartheta)$ стремится для всех направлений к планковской [см. выражения (6.20)].

Отклонения от планковского излучения можно охарактеризовать также и тем, что температура $T(\vartheta, \nu)$ в звездных фотосферах, определяемая соотношением (8.1), зависит в данной точке и для данного направления от частоты ν . Так, например, если обратиться к рис. 17, величина $T(\vartheta, \nu)$ — в данном случае для границы фотосферы — аномально высока перед пределом серии Бальмера (участок AB) и аномально низка сразу же за этим пределом (участок CD).

Третьим фактором, нарушающим термодинамическое равновесие в звездных фотосферах, является отличие *кинетической температуры* T_k от температуры излучения. Под кинетической температурой мы будем понимать температуру, входящую в формулу для максвелловского закона распределения скоростей. В идеальном газе эта температура совпадает с температурой, входящей в уравнение состояния:

$$p = nkT. \quad (8.5)$$

Отличие в звездных фотосферах T_k от температуры излучения представляется совершенно очевидным хотя бы из того обстоятельства, что в любой точке фотосферы температура излучения является функцией угла ϑ и частоты. Следовательно, равенство между T_k и $T(\vartheta, \nu)$ может иметь место лишь для какого-либо одного направления ϑ и какой-либо избранной частоты ν (в крайнем случае нескольких). В общем же случае это равенство полностью отсутствует. Здесь же следует отметить, что за последнее время в звездных оболочках обнаружено действие различных факторов, которые повышают кинетическую температуру, действуя совершенно независимо от поля излучения. Так, например, известно, что в солнечной короне кинетическая температура электронов — порядка миллиона градусов, в то время как интенсивность солнечного излучения относительно низка.

Наконец, следует иметь в виду, что возбуждение атомов производится излучением в частотах спектральных линий, линий поглощения или в ряде случаев линий излучения. В первом случае это понижает температуру излучения в указанных частотах, во втором — повышает.

Суммируя все вышеизложенное, мы можем сказать, что поле излучения в звездных фотосферах является исключительно сложным и не может быть описано с помощью какого-либо одного значения температуры излучения. Все это означает нарушение условий, имеющих место при термодинамическом равновесии, при котором температура, входящая во все (!) тепловые законы и, в частности, в перечисленные нами, имеет одно и то же значение.

Таким образом, вопрос о применении законов теплового равновесия к звездным фотосферам является чрезвычайно важным.

В настоящем параграфе из перечисленных нами вначале законов мы рассмотрим только три. К вопросу о применении закона Больц-

мана мы сможем обратиться лишь после того, как будет рассмотрена теория линий поглощения.

2. Распределение атомов и электронов по скоростям в звездных фотосферах. Рассмотрим вначале вопрос о максвелловском распределении скоростей. Все данные говорят о том, что не только в относительно плотных фотосферах, но и в таких разреженных образованиях, как планетарные туманности и межзвездный газ, максвелловское распределение скоростей соблюдается с вполне достаточной точностью.

Вообще возможны два основных фактора, которые могли бы вызвать отклонения от максвелловского распределения: 1) наличие электрических полей; 2) отклонение ионизирующего излучения от равновесного, характеризуемого законом (5.53).

Обратимся к первому фактору. Наличие слабых электрических полей на поверхности Солнца установлено с несомненностью. Об этом, в частности, говорит изучение движений протуберанцев. Такие поля должны быть и в атмосферах других звезд.

Изучение влияния электрических полей на распределение скоростей в газе является предметом специального раздела физики — физики газового разряда. Одним из основных разделов физики газового разряда является учение о плазме. *Плазмой* именуется достаточно высокоионизованный газ, характеризующийся тем, что в нем не образуется сколько-нибудь значительных объемных зарядов. Это свойство плазмы объясняется тем, что достаточно высокоионизованный газ обладает (из-за присутствия большого числа свободных электронов) большой проводимостью. Газ в звездных атмосферах и, например, в земной ионосфере является также плазмой. Правда, изучение протуберанцев показывает, что в данном случае существуют, повидимому, объемные заряды. Однако эти заряды, без сомнения, невелики. Еще меньше положительный заряд всей солнечной оболочки, обусловленный тепловой диссипацией легко улетающих электронов. Если где-нибудь образуется заметный заряд, то этот заряд быстро рассеется из-за очень высокой проводимости фотосферного газа. Поэтому фотосферу можно рассматривать как нейтральное образование.

Многочисленные лабораторные исследования показали, что, как правило, электроны плазмы удовлетворяют максвелловскому распределению скоростей; это указывает на интенсивное взаимодействие (соударения) между электронами плазмы. Отклонения от максвелловского распределения электронов в плазме могут наступать тогда, когда слишком мала их концентрация и, следовательно, соударения между ними весьма редки. Однако в звездных атмосферах, где ионизация газа в связи с его высокой температурой достаточно велика, будет весьма интенсивным и обмен энергией между электронами. Таким образом, имеются все основания считать, что влиянием электрических полей в звездных фотосферах на распределение скоростей электронов можно пренебречь.

Обратимся ко второму фактору. Отсутствия максвелловского распределения скоростей у электронов можно было бы ожидать из-за того, что в основном свободные электроны возникают вследствие фотоионизации атомов (см. далее), а распределение ионизирующего излучения может весьма заметно отклоняться от равновесного (5.53). Тем не менее и этот фактор не может оказаться сколько-нибудь существенным. В самом деле, рассмотрим электроны, отрываемые от атомов излучением. Если бы эти электроны после фотоионизации сразу же захватывались ионами (процессы рекомбинаций), то, конечно, в любой момент времени распределение электронов по скоростям отражало бы распределение ионизирующего излучения по частоте и отклонение этого излучения от изотропности по направлениям. Следовательно, в ряде случаев (см., например, рис. 17) можно было бы ожидать весьма заметного отклонения от максвелловского распределения. Однако это далеко не так. Элементарные подсчеты показывают, что в условиях звездных атмосфер, где в силу относительно высокой ионизации вещества имеется достаточное число свободных электронов, вероятность рекомбинации электрона с ионом на несколько порядков меньше, чем вероятность столкновения двух свободных электронов. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, эффективное сечение при рекомбинациях [величина β , формулы (5.48)] весьма мало, во всяком случае на несколько порядков меньше, чем эффективное сечение при соударении двух электронов. Во-вторых, столкновения между электронами в силу их относительно малой массы и, следовательно, относительно большей подвижности значительно более часты, чем столкновения между электронами и ионами.

Из сказанного следует, что электрон, удаленный вследствие фотоионизации из атома, испытает сразу же огромное количество соударений с другими свободными электронами.

Следовательно, распределение скоростей, которое отвечает неравновесной плотности ионизирующего излучения, будет в результате соударений полностью «стираться» и заменяться максвелловским распределением скоростей. При этом ясно, что указанные соображения не связаны с плотностью вещества, а применимы и к таким разреженным объектам, как планетарные туманности и межзвездный газ, где также ионизация атомов создает достаточное количество свободных электронов.

Из всего сказанного вытекает, что и второй фактор, могущий нарушать максвелловское распределение скоростей у электронов — неравновесная плотность ионизирующего излучения, — также не является существенным.

Вопрос о распределении по скоростям тяжелых частиц (атомов и ионов) более сложен. Однако и здесь можно сделать соответствующие заключения. А именно, вследствие достаточно интенсивного обмена энергией между этими частицами и электронами и здесь

должно иметь место максвелловское распределение скоростей. При этом в силу низкой теплопроводности звездной фотосферы потеря той энергии, которая сообщается тяжелым частицам электронами, будет весьма мала, как и той энергии, которая теряется тяжелыми частицами на процессы возбуждения, ибо эффективность такого рода процессов вообще мала. Все это означает, что мы имеем полные основания ожидать равенства между кинетической температурой электронов и кинетической температурой тяжелых частиц (т. е. той температурой, которая входит в соответствующую формулу максвелловского распределения).

3. Фотоионизация атомов. Перейдем теперь к рассмотрению формулы Саха. Однако, перед тем как выяснить ее применимость к звездным фотосферам, сделаем ряд общих замечаний, касающихся процессов ионизации и рекомбинации, поскольку взаимосвязь этих процессов определяет состояние ионизации.

Ионизация атомов может происходить двояким путем: $A_{\text{ион}}$ — ионизация атомов излучением (фотоионизация) и $B_{\text{ион}}$ — ионизация в результате столкновений атомов с электронами или другими частицами, например нейтральными атомами или ионами.

Правда, кроме этого существует еще и третья возможность — ионизация атомов межатомными и электрическими полями, создающимися в результате близких прохождений около атомов заряженных частиц. Однако эта ионизация играет значительную роль лишь для высоковозбужденных атомов, которых в соответствии с распределением Больцмана относительно мало. Поэтому и эффективность третьего ионизирующего фактора в условиях звездных фотосфер является пренебрежимо малой, в связи с чем мы об этом здесь говорить не будем.

Процессами, обратными двум вышеуказанным процессам ионизации, являются соответственно процессы рекомбинаций: $A_{\text{рек}}$ — рекомбинация двух частиц с излучением кванта $h\nu$, $B_{\text{рек}}$ — рекомбинация двух частиц без излучения световой энергии, но с участием третьей частицы, которой и отдается избыточная энергия. На последний рекомбинационный процесс мы можем смотреть, как на тройное соударение второго рода.

Сравним эффективность этих двух процессов $A_{\text{ион}}$ и $B_{\text{ион}}$. Для этого рассмотрим сначала подробнее вопрос о фотоионизации.

Подсчитаем число $Z_{\text{ф.и}}$ фотоионизационных актов, совершающихся в 1 см^3 за 1 сек. и относящихся к атомам какого-либо рода. При этом мы должны учесть, что фотоионизация атомов может совершаться с любого уровня, так что, строго говоря, необходимо принимать во внимание все уровни атома. Пусть атомный коэффициент поглощения, относящийся к фотоионизации атома с уровня k , будет $(k')_k$. Тогда в соответствии с (5.46) и (3.15) количество актов фотоионизации, начинающихся с рассматриваемого уровня,

будет:

$$\frac{4\pi}{h} \int_{\nu_k}^{\infty} J_{\nu} \frac{(k'_{\nu})_k}{\nu} n_{r,k} d\nu, \quad (8.6)$$

причем $h\nu_k = \chi_{r,k}$ есть энергия связи данного уровня, ибо согласно (5.8) ионизация начинается только с той частоты, которая соответствует отрыву фотоэлектрона ($\nu \equiv 0$).

И так как фотоионизация происходит со всех уровней, мы можем для искомого числа $Z_{\text{ф.и}}$ написать:

$$Z_{\text{ф.и}} = \frac{4\pi}{h} \sum_k \int_{\nu_k}^{\infty} J_{\nu} \frac{(k'_{\nu})_k}{\nu} n_{r,k} d\nu, \quad (8.7)$$

причем суммирование происходит по всем возможным значениям k .

Из (8.7) следует, что величина $Z_{\text{ф.и}}$ определяется в основном теми спектральными областями, где велико произведение $J_{\nu} (k'_{\nu})_k n_{r,k}$. Рассмотрим случай, когда отклонение величины J_{ν} от равновесной особенно велико, например ионизацию водородных атомов на поверхности звезды класса A0.

Для границы звезды, где входящая интенсивность равна нулю, мы можем на основании (3.50), (3.51), а также (4.47) написать:

$$(J)_{\text{гр}} = \frac{1}{2} (I_{\nu})_{\text{гр}} = \frac{1}{2} \bar{I}_{\nu}, \quad (8.8)$$

причем величины $\bar{I}_{\nu}$ мы можем взять с рис. 17, переведя $\bar{I}_{\lambda}$ в $\bar{I}_{\nu}$ по формулам (4.36) и (4.38). Величины $n_{r,k}$ мы можем взять согласно распределению Больцмана (5.27) для $T = 8430^{\circ}$ (см. таблицу 3), положив $n \equiv k$, а величины $(k'_{\nu})_{k=n}$ — по формуле (5.24). Величина $n_{r,1} = n_{0,1}$ нас не интересует; нам важен лишь относительный ход величины $J_{\nu} (k'_{\nu})_k n_{r,k}$ с частотой.

Используя рис. 17, а также формулу Больцмана (5.27), мы заранее предполагаем справедливость формул термодинамического равновесия. Однако это нас не должно смущать, ибо здесь приходится пользоваться методом последовательных приближений. Кроме того, рассмотренная нами теория лучистого равновесия удовлетворительно согласуется с наблюдениями, так что в первом приближении применение формул термодинамического равновесия к звездным фотосферам может считаться достаточно оправданным. Зависимость величины $J_{\nu} (k'_{\nu})_k n_{r,k}$ от частоты для указанного случая представлена графически на рис. 20. Мы видим, что в основном величина $Z_{\text{ф.и}}$ определяется теми областями спектра, где велико произведение $(k'_{\nu})_k n_{r,k}$, т. е., по сути дела, коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 см^3 ,

или на единицу массы. Влияние же изменений величины J_ν на Z_Φ оказывается гораздо менее существенным; там, где $(k'_\nu)_k n_{r,k} J_\nu$ велико, величина J_ν даже понижена (это имеет место и для звезд других спектральных классов).

С другой стороны, там, где велико $n_{r,k}(k'_\nu)_k$, интенсивность излучения в данной точке близка к планковской интенсивности, соответствующей температуре этой точки. Действительно, мы уже

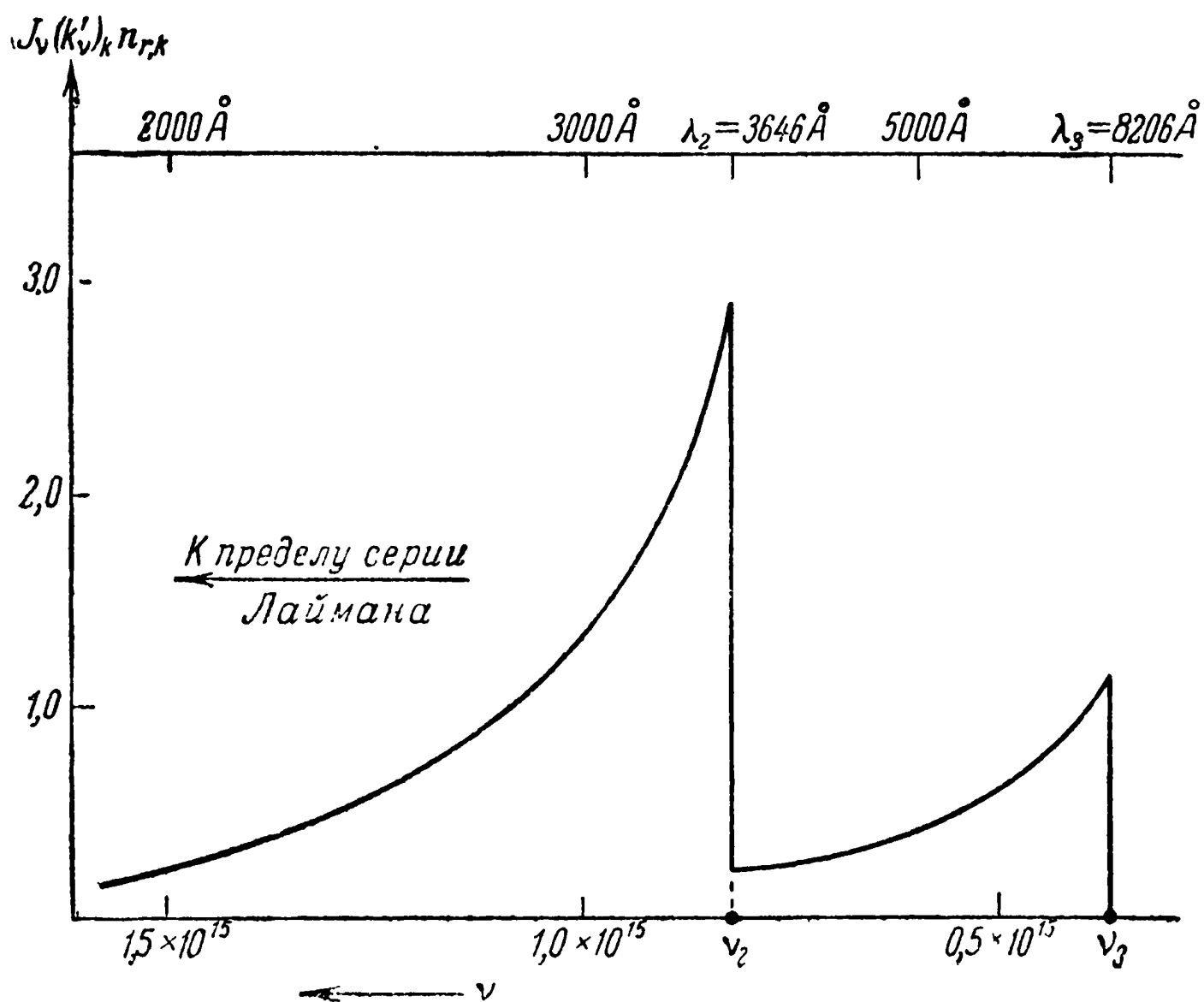


Рис. 20.

неоднократно отмечали, что интенсивность излучения в какой-либо точке (для $\vartheta \geq \frac{\pi}{2}$) есть среднее взвешенное из величин B_ν вдоль

данного направления. (Для $\vartheta < \frac{\pi}{2}$ данное утверждение справедливо при больших τ_ν .) И если для излучения данной частоты непрозрачность фотосферного вещества велика [велико $n_{r,k}(k'_\nu)_k$], то излучение в рассматриваемую точку будет приходить из областей, расположенных недалеко от этой точки, т. е. будет характеризоваться температурой, мало отличающейся от температуры точки. Пока мы допускаем справедливость закона Кирхгофа (3.10) и под температурой точки понимаем температуру, входящую в (3.10).]

Таким образом, мы приходим к важному выводу. Фотоионизация атомов в рассматриваемом нами случае определяется в основном

интенсивностью излучения абсолютно черного тела, имеющего температуру точки.

Однако перенесение этого результата на другие случаи требует ряда оговорок. Во-первых, то, что фотоионизация определяется в основном интенсивностью излучения, характеризуемого законом Планка с температурой рассматриваемой точки, не означает еще, что ионизирующее излучение является равновесным. Действительно, во внешних слоях следует учитывать также и геометрический эффект, о котором мы говорили выше. Как на самой границе звезды (где $I'_\nu \equiv 0$), так и вне звезды этот эффект можно учитывать с помощью фактора разрежения излучения W . Так как на границе фотосферы в соответствии с нашим выводом интенсивность излучения в наиболее важных для ионизации частотах равна приблизительно $B_\nu(T_0)$, где T_0 — поверхностная и на этом уровне локальная температура, то (8.7) мы можем приближенно написать так:

$$Z_{\text{ф.и}} \approx \frac{4\pi}{h} W \sum_k \int_{\nu_k}^{\infty} B_\nu(T_0) \frac{(k'_\nu)_k}{\nu} n_{r,k} d\nu. \quad (8.9)$$

Для элементов, содержание которых в фотосфере достаточно велико, величина J приближается к равновесной $B_\nu(T)$ для данного уровня уже на не особенно больших глубинах в фотосфере. Действительно, вычисления показывают, что фотоионизация атомов происходит главным образом путем отрыва электрона с основного уровня, ибо подавляющее число атомов находится в основном состоянии. В силу же этого произведение $(k'_\nu)_k n_{r,k(=1)}$ для основного уровня всегда относительно велико. Следовательно, непрозрачность вещества для основного континуума (определяемого ионизацией атомов с первого уровня) будет относительно велика и уже на небольшой глубине будет $\tau_\nu > 1$. Следовательно, в соответствии с (6.20) и (6.21) величина J_ν не будет заметно отличаться от B_ν .

Оценку величины τ_ν мы можем произвести на основании следующих соображений. Разложим планковскую функцию $B_\nu(T)$ в ряд по степеням оптической толщи и пренебрежем всеми степенями t_ν выше первой. Это даст:

$$B_\nu(T) = a_\nu + b_\nu t_\nu = B_\nu(T_0) + \left(\frac{dB_\nu}{dt_\nu} \right)_{t_\nu=0} t_\nu. \quad (8.10)$$

Это разложение в ряде случаев может давать весьма серьезные ошибки. Однако в тех областях, где поглощение велико, выражение (8.10) для подсчета интенсивностей является достаточно точным, ибо здесь на протяжении тех оптических толщ, которые определяют интенсивность, изменение $B_\nu(T)$ относительно невелико. Вводя (8.10) в (3.63)

и (3.64), мы найдем для величин I_v и I'_v :

$$I_v(\tau_v) = B_v(\tau_v) + \frac{2}{3} b_v, \quad (8.11)$$

$$I'_v = B_v(\tau_v) - \frac{2}{3} b_v + \left[\frac{2}{3} b_v - B_v(T_0) \right] e^{-\frac{3}{2} \tau_v}. \quad (8.12)$$

И, следовательно, для J_v получим в соответствии с (3.51):

$$J_v = \frac{I_v + I'_v}{2} = B_v(T) + \frac{1}{2} \left[\frac{2}{3} b_v - B_v(T_0) \right] e^{-\frac{3}{2} \tau_v}. \quad (8.13)$$

Далее, для слоев фотосферы, характеризующихся большой непрозрачностью в рассматриваемых частотах, величина b_v во всяком случае меньше, чем $B_v(T_0)$. Действительно, для границы звезды мы на основании (8.11) будем иметь:

$$I_v(0) = B_v(T_0) + \frac{2}{3} b_v. \quad (8.14)$$

Но, как мы уже указывали, при большой непрозрачности слоев $I_v(0) \approx B_v(T_0)$, что и доказывает сказанное. Но тогда из (8.13) следует, что уже при $\tau_v \approx 2$ величина J_v весьма близка к B_v . Количественные подсчеты показывают, что для элементов, содержание которых в фотосфере достаточно велико, эта величина τ_v (для основного континуума) достигается в самых внешних слоях фотосферы. Следовательно, почти во всей фотосфере величина J_v для ионизирующего излучения близка к $B_v(T)$, где T — температура данной точки.

Вторая оговорка, которую нам необходимо сделать, заключается в следующем. Все только что полученные выводы относятся к наиболее обильным элементам звездной фотосферы (H, He и т. д.). Для тех же элементов, процентное содержание которых (по числу атомов) относительно невелико, оптическая толща τ_v , ими создаваемая, может даже для основного континуума оказаться весьма малой. Поэтому каждый раз требуется дополнительное исследование. Однако следует отметить, что очень часто, вне зависимости от содержания данного элемента в фотосфере, фотоионизация определяется температурой данной точки. Действительно, рассмотрим, например, спектр Солнца. В ультрафиолетовой области спектра Солнца за $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ имеет место сгущение и перекрытие множества основных континуумов, принадлежащих металлам, и, следовательно, в каждой точке интенсивность излучения близка к $B_v(T)$, где T — температура данной точки. Поэтому, если основной континуум какого-либо элемента, относительное содержание которого невелико, попадает в эту спектральную область, то и для него мы будем иметь $I_v \approx B_v(T)$.

Наконец, следует иметь в виду, что в ультрафиолетовой области спектра имеет место сгущение весьма мощных резонансных линий поглощения различных элементов, и это вызывает отклонение J_ν от B_ν .

Суммируя вышеизложенное, мы можем сделать следующие выводы: фотоионизация элементов с относительно большим содержанием a_s (а во многих случаях и с малыми a_s) определяется в основном интенсивностью $B_\nu(T)$, где T — температура той точки, для которой вычисляется $Z_{ф.и.}$ Почти во всей фотосфере для указанных элементов мы можем принимать $J_\nu \approx B_\nu(T)$, в то время как на границе можно использовать формулу (8.9) с фактором разрежения $W \approx \frac{1}{2}$. В остальных случаях (например, в промежуточных поверхностных слоях, где происходит переход от формулы $J_\nu = WB_\nu$ к формуле $J_\nu = B_\nu$) следует обращаться к основной общей формуле (8.7), причем для оценки $Z_{ф.и.}$ можно в первом приближении ограничиваться фотоионизацией только с основного уровня.

4. Ионизация атомов соударениями. Сравнение с фотоионизацией. Процессы рекомбинации. Перейдем теперь к оценке числа ионизаций соударениями (процессы $B_{ион}$). Рассмотрим вначале ионизацию атомов и ионов электронами. Мы можем считать атомы и ионы неподвижными по сравнению с электронами, которые имеют большие скорости, так как обладают меньшими массами. Поэтому и здесь мы можем применить формулу (5.48). Если $q_{r,k}(v)$ — эффективное сечение ионизации r раз ионизованного атома, находящегося в состоянии k , электронами, скорость которых заключена между v и $v + dv$, то количество актов ионизации, совершающихся в результате этих соударений, в 1 см^3 и за 1 сек. будет:

$$n_{r,k} q_{r,k}(v) v dn_e, \quad (8.15)$$

причем, как показывает в согласии с теорией эксперимент, эффективное сечение ионизации зависит от скорости v налетающего электрона. Для dn_e мы можем ввиду того, что говорилось в начале данного параграфа, принять максвелловское распределение скоростей (5.52).

Так как ионизация атома с k -го уровня может совершаться всеми электронами, кинетическая энергия которых больше или равна энергии связи $\chi_{r,k}$, то полное количество ионизаций соударениями с k -го уровня будет равно:

$$n_{r,k} n_e 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \int_{v_k}^{\infty} q_{r,k}(v) v^3 e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} dv. \quad (8.16)$$

Величина v_k определяется в соответствии со сказанным соотношением

$$\chi_{r,k} = \frac{1}{2} m_e v_k^2. \quad (8.17)$$

И так как ионизация атомов может совершаться с любого уровня, то полное число ионизационных актов вследствие столкновений с электронами будет равно:

$$Z_{\text{ст. ион}} = n_e 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \sum_k n_{r,k} \int_{v_k}^{\infty} q_{r,k}(v) v^3 e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} dv. \quad (8.18)$$

Для того чтобы сравнить $Z_{\text{ф. и}}$ с $Z_{\text{ст. ион}}$, необходимо решить вопрос о величине $q_{r,k}(v)$. При этом необходимо заметить, что средние тепловые скорости электронов в звездных фотосферах относительно невелики. Относительно невелики и энергии, им соответствующие. В таблице 5 мы приводим для ряда температур средние квадратичные скорости v_t и энергии электронов, выраженные в электрон-вольтах.

Вычисления выполнены согласно самоочевидной формуле

$$\frac{1}{2} m_e v_t^2 = \frac{3}{2} kT = \frac{V_0 e}{300}, \quad (8.19)$$

где V_0 выражено в электрон-вольтах.

Т а б л и ц а 5

T°	$v_t \left[\frac{\text{км}}{\text{сек}} \right]$	$V_0 [\text{эв}]$	T°	$v_t \left[\frac{\text{км}}{\text{сек}} \right]$	$V_0 [\text{эв}]$
3 000	369	0,39	20 000	953	2,59
5 000	477	0,65	30 000	1168	3,88
7 000	564	0,90	50 000	1508	6,47
10 000	674	1,29	75 000	1847	9,70
15 000	826	1,94	100 000	2132	12,93

Из этой таблицы следует, что средняя энергия электронов составляет несколько электрон-вольт. Правда, в ионизации большинства атомов участвуют электроны со скоростями $v > v_k$. Однако электронов с энергией в несколько десятков электрон-вольт так мало, что их роль в данном отношении пренебрежимо мала. Таким образом, при ионизации соударениями мы имеем дело в основном с медленными электронами. К сожалению, данные о величинах $q_{r,k}(v)$ для этого случая весьма скудны. Они отсутствуют для водорода и практически для всех остальных основных химических элементов звездных фотосфер. На рис. 21 мы приводим сечение $q_{0,1}(v)$ для ионизации нейтрального гелия с основного уровня [на рисунке — $q(v)$]. В качестве единицы для величины $q_{0,1}(v)$ взята величина πa_0^2 , где a_0 — радиус первой боровской орбиты водородного атома; $a_0 = 0,528 \cdot 10^{-8}$ см. По оси абсцисс отложена энергия ионизирующего электрона в электрон-вольтах.

В большинстве случаев приходится считать $q_{r,k}(v)$ не зависящим от скорости и принимать для этой величины некоторое среднее

значение $\bar{q}_{r,k}$. На основании имеющихся данных можно считать, что величины $q_{r,k}$ для различных элементов и различных состояний ионизации и возбуждения колеблются между 10^{-17} и 10^{-16} см². Если в (8.16) ввести вместо $q_{r,k}(\nu)$ его среднее значение $\bar{q}_{r,k}$, положить

$$\frac{m_e v^2}{2kT} = x \quad (8.20)$$

и выполнить элементарное интегрирование, то для полного числа ионизаций с k -го уровня электронным ударом получим формулу:

$$n_{r,k} n_e \bar{q}_{r,k} \left(\frac{8kT}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\chi_{r,k}}{kT} \right) e^{-\frac{\chi_{r,k}}{kT}}, \quad (8.21)$$

причем, вообще говоря, следует помнить, что входящая сюда температура есть кинетическая температура свободных электронов, которую мы там, где это понадобится, будем отмечать индексом e .

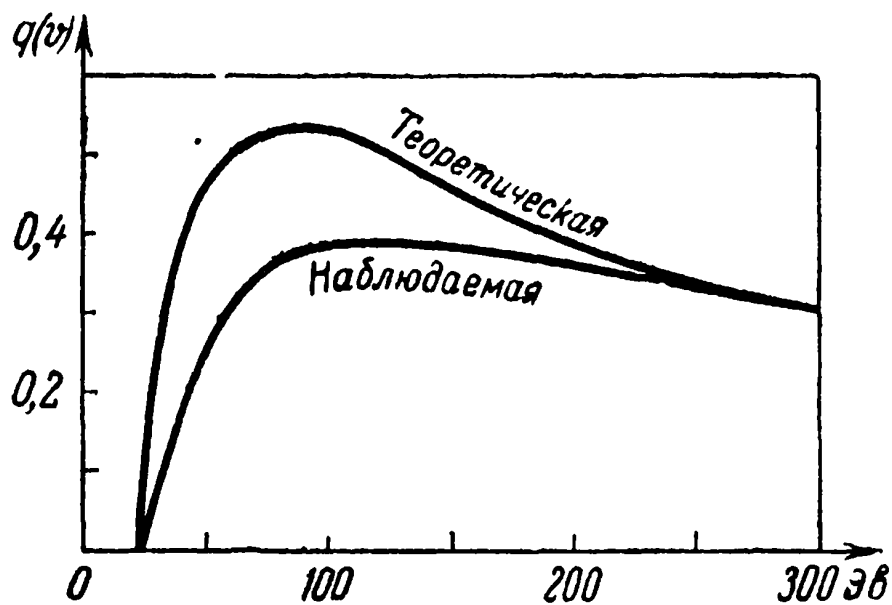


Рис. 21.

Обратимся теперь к ионизации атомов и ионов ударами тяжелых частиц, т. е. ударами атомов и ионов. Существующий экспериментальный материал, а также теория показывают, что эффективность

ионизации атомов и ионов тяжелыми частицами гораздо меньше, чем эффективность ионизации электронами.

Роль ионизации ударами тяжелых частиц по сравнению с ионизацией электронами может стать значительной только в том случае, если количество свободных электронов в 1 см³ на несколько порядков меньше, чем полное число тяжелых частиц в том же объеме. Возможно, что такой случай осуществляется в атмосферах более холодных звезд, где n_e значительно меньше, чем число атомов нейтрального водорода в 1 см³. Однако для количественных выводов мы пока не располагаем требуемыми данными — эффективные сечения для обеих компонент не известны.

Ионизация столкновениями в подавляющем большинстве случаев является менее существенной по сравнению с ионизацией излучением. Чтобы это показать, рассмотрим, например, ионизацию водорода в фотосферах звезд класса A0 на том уровне, где $T \approx 10\,000^\circ$. В силу указывавшихся причин мы можем ограничиться изучением ионизации с основного уровня. Для коэффициента поглощения, пре-

небрегая зависимостью g' от частоты, мы можем использовать выражение (5.24), переписав его так:

$$(k'_\nu)_1 = k_1 \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right)^3, \quad (8.22)$$

причем ν_1 — частота границы лаймановской серии, так что $h\nu_1 = \chi_0$. Величина k_1 равна $6,3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Далее, так как на глубине, где $T \approx 10\,000^\circ$, оптическая толща сразу же за границами серий значительно больше единицы, мы с большой точностью можем в (8.6) положить $J_\nu = B_\nu(10\,000^\circ)$. Таким образом, отношение числа актов ионизации электронным ударом к числу фотоионизационных актов (в 1 см^3) будет в соответствии с (8.6) и (8.21) равно:

$$\alpha = \frac{n_{0,1} n_e \bar{q}_{0,1} \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\chi_0}{kT_e} \right) e^{-\frac{\chi_0}{kT_e}}}{\frac{4\pi}{h} \int_{\nu_1}^{\infty} B_\nu \frac{(k'_\nu)_1}{\nu} n_{0,1} d\nu}, \quad (8.23)$$

причем мы специально отметили, что числитель является функцией электронной температуры на данном уровне. Так как, далее, для рассматриваемой температуры $e^{\frac{h\nu}{kT}} \gg 1$ для всех $\nu \gg \nu_1$, то единицей в знаменателе планковской функции (3.11) мы можем пренебречь. Вводя (3.11) и (8.22) в (8.23), а также используя (6.35) и (5.12), получим:

$$\alpha = \frac{\bar{q}_{0,1} \left(\frac{8}{\pi m_e k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\chi_0}{k T_e} \right) e^{-\frac{\chi_0}{k T_e}}}{\frac{8\pi k_1 \nu_1^3}{c^2} Ei_1 \left(\frac{\chi_0}{k T_e} \right)} p_e. \quad (8.24)$$

Полагая, что температура T равна электронной T_e (см. далее), примем для них число $10\,000^\circ$, для $\bar{q}_{0,1}$ значение 10^{-17} см^2 , а для p_e из таблицы 4 значение 300 бар; при этих исходных данных $\alpha \approx 5 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, роль ионизации электронным ударом оказывается действительно исчезающе малой по сравнению с фотоионизацией! Роль тяжелых частиц — в основном атомов водорода — в данном случае также ничтожна. В самом деле, значения α , приведенные в таблице 4, говорят о том, что здесь n_e сравнимо с n_H — полным числом водородных атомов в 1 см^3 . В то же время мы уже указывали, что эффективность ионизации тяжелыми частицами на несколько порядков ниже, чем ионизация электронами, т. е. для тяжелых частиц величина α еще меньше, чем указанное число.

Для ионизации водорода в солнечной фотосфере на уровне, где $T = T_e = 5700^\circ$ и p_e порядка тридцати бар (см. главу III), величина α

по формуле (8.24) оказывается равной 10^{-4} . Правда, здесь n_e примерно на три порядка меньше, чем n_H . Однако, учитывая неэффективность ионизации тяжелыми частицами, и в данном случае ею можно полностью пренебречь.

Подобные расчеты приводят к сходным результатам и для других элементов. Вообще в большинстве случаев ионизация столкновениями в обычных звездных фотосферах пренебрежимо мала по сравнению с фотоионизацией. Физическая сущность этого факта связана с относительно небольшой плотностью вещества, составляющего звездные фотосферы. Поэтому вполне возможно, что в ряде случаев, например в плотных фотосферах белых карликов, величина α больше единицы. Однако пока этот вопрос с количественной точки зрения не вполне ясен.

В заключение следует отметить, что во внешних оболочках звезд, например во внешних слоях солнечной хромосферы и в солнечной короне, величина T_e формулы (8.24) значительно выше, чем величина T . Как нетрудно подсчитать по формуле (8.24), это приводит к неравенству $\alpha \gg 1$. Некоторые специальные случаи мы рассмотрим в третьей главе.

Обратимся теперь к рассмотрению процессов рекомбинации — $A_{рек}$ и $B_{рек}$, т. е. рекомбинации с излучением квантов и рекомбинации как тройного соударения. Вероятность рекомбинации для случая $A_{рек}$ мы уже подсчитали. Она дается формулой (5.50), причем величина β_v связана с коэффициентом поглощения k'_v формулой (5.55).

Количество рекомбинаций на k -ю орбиту, совершающихся за 1 сек. в 1 см^3 между электронами и $r+1$ раз ионизованными атомами, будет согласно (5.50) и (5.52) равно:

$$n_e n_{r+1} 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} (\beta_v)_k \left(1 + \frac{c^3}{8\pi h v^3} \rho_v \right) e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} v^3 dv, \quad (8.25)$$

ибо рекомбинировать могут все электроны с любыми скоростями от 0 до ∞ . При $(\beta_v)_k$ мы специально поставили значок « k », чтобы отметить, что захваты электронов происходят на уровень k . Полное число фоторекомбинаций на все уровни равно:

$$Z_{ф. рек} = n_e n_{r+1} 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k T} \right)^{\frac{3}{2}} \sum_k \int_0^{\infty} (\beta_v)_k \left(1 + \frac{c^3}{8\pi h v^3} \rho_v \right) e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} v^3 dv. \quad (8.26)$$

Рассмотрим процессы рекомбинации, включающие тройные соударения. Так как здесь вероятность рекомбинации определяется одновременным взаимодействием трех частиц, то, вообще говоря, величина $Z_{от. рек}$ будет пропорциональна $n_e^2 n_{r+1}$ или же $n_e n_H n_{r+1}$, смотря по тому, что будет являться третьей частицей — электрон или атом водорода. Роль

атомов металлов как третьих частиц мала, поскольку их вообще мало. Однако во всех случаях отношение $Z_{\text{от. рек}} : Z_{\text{ф. рек}}$ будет пропорционально числу частиц в 1 см^3 . А так как последнее мало (малые плотности фотосферного вещества), то и здесь указанное отношение будет на несколько порядков меньше единицы. В противоположность процессам ионизации указанное отношение не будет заметно расти с увеличением отношения T_e/T , ибо вероятность тройной встречи может возрастать с T_e очень медленно, а при достаточно больших T_e она даже убывает с ростом T_e . Все это означает, что в условиях звездных фотосфер и даже солнечной короны, где отношение T_e/T порядка двухсот, тройными рекомбинациями мы вообще можем пренебрегать.

Б. Уравнение ионизации. Электронная температура. Из всего сказанного следует, что в фотосферах основными процессами, определяющими состояние ионизации, являются: а) фотоионизация, б) рекомбинации с излучением квантов (фоторекомбинации). Для составления уравнения, описывающего состояние ионизации в звездных фотосферах, следует приравнять величины $Z_{\text{ф. рек}}$ и $Z_{\text{ф. ион}}$ формул (8.26) и (8.7). Это дает:

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} n_e = \frac{\sum_k \int_0^\infty J_\nu \frac{(k'_\nu)_k}{\nu} \frac{n_{r,k}}{n_r} d\nu}{h \left(\frac{m_e}{2\pi k T} \right)^{\frac{3}{2}} \sum_k \int_0^\infty (\beta_\nu)_k \left(1 + \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \rho_\nu \right) e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} v^3 dv}. \quad (8.27)$$

Для отношения $n_{r,k}/n_r$ мы можем использовать формулу (5.54). Вопрос о возможных отклонениях от больцмановского распределения будет рассмотрен в следующей главе курса.

Первый вопрос, связанный с применением выражения (8.27), есть вопрос о кинетической температуре, входящей в знаменатель этого выражения. Следует, однако, сразу же заметить, что степень ионизации, вычисляемая по формуле (8.27), зависит от принимаемой величины T_e слабо. В рассматриваемом случае эта температура определяет только вероятность фоторекомбинаций. В то же время вероятность фото-рекомбинаций, как показывают подсчеты, меняется с T_e весьма медленно. Поэтому нас должна интересовать возможность существования только больших отклонений T_e от температуры излучения, определяющего ионизацию. Рассмотрим этот вопрос. За исключением самых внешних частей фотосферы, величина J_ν в наиболее существенных для фотоионизации частях спектра близка к величине B_ν при локальной температуре данного уровня, т. е. для этих частей спектра плотность ионизирующего излучения близка к равновесной. Иначе говоря, режим ионизации атомов (которая здесь является фотоионизацией) близок к равновесному. Однако означает ли это,

что электронная температура T_e в каждой точке фотосферы будет равна температуре излучения T в этой точке, т. е. температуре, определяющей функцию $J_\nu = B_\nu$? Для того чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим соотношение между T и T_e для границы фотосферы. В соответствии с (8.9) мы допустим, что для наиболее эффективных ионизирующих частот спектра имеет место равенство $J_\nu \approx W B_\nu(T_0)$. Случай с $J_\nu = B_\nu$ будет частным случаем более общего случая, если принять $W = 1$. Далее, для того чтобы облегчить исследование, мы ограничимся первым уровнем атома, т. е. в суммах, входящих в (8.27), мы ограничимся первым членом суммы с $\nu_k = \nu_1$. Во всех практических случаях для частот фотоионизации с первого уровня влиянием вынужденных процессов излучения мы можем пренебречь. В соответствии со всеми этими допущениями формула (8.27) примет вид

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} n_e = \frac{W \int_0^\infty B_\nu(T_0) \frac{(k'_\nu)_1}{\nu} d\nu}{\frac{\chi_r}{h} h \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty (\beta_\nu)_1 e^{-\frac{m_e v^2}{2k T_e}} v^3 dv}. \quad (8.28)$$

В (8.28) мы по понятным причинам приняли $n_{r+1} : n_r = 1$. Далее, ясно, что по определению $h\nu_1 = \chi_r$.

Равенство (8.27), а тем самым и (8.28) мы написали, исходя из равновесия между числом фотоионизаций и числом фоторекомбинаций. Однако такое же равновесие должно существовать и между энергией, поглощенной при фотоионизациях и излученной при фоторекомбинациях. В этом случае определяющие равенства (8.6) и (8.25) изменятся на следующие:

$$4\pi \int_{\nu_k}^\infty J_\nu (k'_\nu)_k n_{r,k} d\nu, \quad (8.29)$$

$$n_e n_{r+1} 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\infty (\beta_\nu)_k \left(1 + \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \rho_\nu \right) e^{-\frac{m_e v^2}{2k T}} h\nu v^3 dv. \quad (8.30)$$

Первое из них дает полную энергию, поглощенную при фотоионизациях с k -го уровня, а второе — полную энергию, излученную в результате рекомбинаций на k -уровень. Единственное отличие (8.29) от (8.6) и (8.30) от (8.25) состоит в появлении под интегралами дополнительных множителей $h\nu$.

Возвращаясь вновь к нашему атому с одним уровнем ($\nu_k = \nu_1$), мы можем написать теперь равенство между соответствующими энергиями. Для этого мы должны приравнять оба выражения (8.29) и (8.30),

учитывая все сказанное выше, т. е. полагая $J_\nu = WB_\nu(T_0)$, считая $n_{r,1}:n_r = 1$, а также пренебрегая вынужденным излучением. В результате получим:

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} n_e = \frac{W \int_{\frac{\chi_r}{h}}^{\infty} B_\nu(T_0) (k'_\nu)_1 d\nu}{h \left(\frac{m_e}{2\pi k T_*} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{\infty} (\beta_\nu)_1 e^{-\frac{m_e v^2}{2k T_*}} \nu v^3 dv}. \quad (8.31)$$

Приравняв теперь левые части (8.28) и (8.31), мы получим искомое уравнение, дающее связь между T_0 и T_* :

$$\frac{\int_{\frac{\chi_r}{h}}^{\infty} B_\nu(T_0) \frac{(k'_\nu)_1}{\nu} d\nu}{\int_{\frac{\chi_r}{h}}^{\infty} B_\nu(T_0) (k'_\nu)_1 d\nu} = \frac{\int_0^{\infty} (\beta_\nu)_1 e^{-\frac{m_e v^2}{2k T_*}} v^3 dv}{\int_0^{\infty} (\beta_\nu)_1 e^{-\frac{m_e v^2}{2k T_*}} \nu v^3 dv}. \quad (8.32)$$

Введем теперь вместо $B_\nu(T_0)$ ее выражение из (3.11); далее, используем для β_ν формулу (5.55), выразим с помощью (5.49) величину $v dv$ через $d\nu$ и, наконец, введем вместо $\frac{m_e v^2}{2}$ величину $h\nu - \chi_r$ в соответствии с (5.7). Тогда (8.32) примет вид

$$\frac{\int_{\frac{\chi_r}{h}}^{\infty} \frac{\nu^2 (k'_\nu)_1 d\nu}{\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k T_0}} - 1}}}{\int_{\frac{\chi_r}{h}}^{\infty} \frac{\nu^3 (k'_\nu)_1 d\nu}{\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{k T_0}} - 1}}} = \frac{\int_{\frac{\chi_r}{h}}^{\infty} \nu^2 (k'_\nu)_1 e^{-\frac{h\nu}{k T_*}} d\nu}{\int_{\frac{\chi_r}{h}}^{\infty} \nu^3 (k'_\nu)_1 e^{-\frac{h\nu}{k T_*}} d\nu}. \quad (8.33)$$

Заметим сразу же, что это соотношение между T_0 и T_* не зависит от W . Поэтому то же выражение будет иметь место и для более глубоких частей фотосферы.

Решение (8.33) можно провести, например, для водородоподобных атомов, для которых $(k'_\nu)_1$ задается выражением (5.24). Подсчеты по формуле (8.33) показывают, что вплоть до весьма высоких температур мы имеем практически равенство между обеими температурами. Для очень высоких температур необходимо учитывать влияние

вынужденного излучения. Аналогичные подсчеты с учетом всех уровней атома (а не только первого) дают практически тот же результат.

В вышеуказанных подсчетах считается, что единственным фактором, ведущим к убыли энергии электронного газа, являются рекомбинации. Если же имеется другой достаточно эффективный источник потери энергии (не компенсируемый другим, соответствующим ему, источником увеличения энергии), например потеря энергии вследствие возбуждения или ионизации атомов электронами, то температура последних T_e может оказаться ниже температуры T . Действительно, в этом случае часть энергии электронов будет тратиться на совершенно посторонний по отношению к фотоионизациям и рекомбинациям процесс. Предварительные подсчеты С. Л. Белоусова указывают, что для Солнца и звезд спектрального класса А0 значение T_e на границе фотосферы несколько отличается от T_0 . Однако заметно это повлиять на степень ионизации, вычисляемую по формулам (8.27) и (8.28), не может, ибо, как выше указывалось, существенны лишь большие различия между T_e и T_0 .

Рассматривая теперь те области фотосферы, где имеет место приближенное равенство $J_\nu \approx B_\nu$, а также считая в соответствии со сказанным, что $T \approx T_e$, мы можем, подставив в (8.27) равенство $J_\nu = B_\nu$ и $T = T_e$, подсчитать правую часть этого выражения. Для этого следует использовать распределение Больцмана (5.54), связь между β_ν и k'_ν , даваемую выражением (5.55), а также соотношения (5.49), (5.6) и (5.8). В результате мы получим формулу Саха (5.11). Этого и следовало ожидать, ибо все использованные нами формулы соответствуют состоянию термодинамического равновесия. Таким образом, в рамках сделанных нами заключений (например, о равенстве $J_\nu = B_\nu$ в наиболее эффективных для фотоионизации частях спектра) и предположений ($T \approx T_e$, распределение Больцмана) можно считать, что, начиная с некоторой глубины в звездной фотосфере, мы можем использовать обычную формулу ионизации (5.11) для температуры данной точки.

Для более внешних частей фотосферы (расположенных над указанной глубиной) приближение $J_\nu \approx B_\nu$ становится неточным из-за действия геометрического фактора.

Для того чтобы изучить влияние этого эффекта на состояние ионизации, мы вновь рассмотрим границу атмосферы. Так же как и ранее, мы будем считать, что здесь для наиболее эффективных ионизирующих частот спектра имеет место равенство $J_\nu = W B_\nu(T_0)$. Наконец, мы снова ради простоты ограничимся рассмотрением атома с одним наименьшим уровнем. Соответствующие оговорки будут сделаны позже. Тогда, пренебрегая вынужденным излучением (по причинам, изложенным ранее), мы можем использовать формулу (8.31). Мы могли бы использовать и формулу (8.28), вытекающую из общей формулы (8.27), но здесь подсчеты оказываются немного более сложными, чем в отношении (8.31).

Вводя в (8.31) те же выражения, как и при получении (8.33) из (8.32), мы найдем:

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} n_e = \frac{2Wu_{r+1}(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\chi_r}{kT_e}}}{g_{r,1} h^3} \frac{\int_{\frac{\chi_r}{h}}^{\infty} \frac{(k'_v)_1 v^3 dv}{e^{\frac{h\nu}{kT_0}} - 1}}{\int_{\frac{\chi_r}{h}}^{\infty} (k'_v)_1 v^3 e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} dv}. \quad (8.34)$$

Рассмотрим теперь случай водородоподобных атомов, для которых $k'_v = c_n v^{-3}$ [см. (5.24)]• Вводя это выражение в (8.34) и проводя интегрирование, мы получим:

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} n_e = W \frac{u_{r+1}}{g_{r,1}} \frac{2(2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT_0)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \sqrt{\frac{T_e}{T_0}} \ln(1 - e^{-\frac{\chi_r}{kT_0}})^{-1}. \quad (8.35)$$

Вспоминая, что в рассматриваемом нами случае (пренебрежение вынужденным излучением) имеет место неравенство $e^{-\frac{\chi_r}{kT_0}} \ll 1$ (оно соблюдается вообще в большинстве практических случаев) мы можем в биномиальном разложении скобки $(1 - e^{-\frac{\chi_r}{kT_0}})^{-1}$ отбросить все члены более высокого порядка, чем $e^{-\frac{\chi_r}{kT_0}}$. В этом случае указанная скобка примет вид $(1 + e^{-\frac{\chi_r}{kT_0}})$. Наконец, воспользовавшись разложением

$$\ln(1 + x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \dots \quad (8.36)$$

и отбросив все члены выше первого (в силу тех же причин), мы вместо (8.35) получим:

$$\frac{n_{r+1}}{n_r} n_e = W \frac{u_{r+1}}{g_{r,1}} \frac{2(2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT_0)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \sqrt{\frac{T_e}{T_0}} e^{-\frac{\chi_r}{kT_0}}. \quad (8.37)$$

Таким образом, мы получили формулу Саха (5.11), но с поправочным множителем $W \sqrt{\frac{T_e}{T_0}}$ (можно считать $g_{r,1} \approx u_r$). Если мы вновь примем, что $T_0 \approx T_e$, то останется только W .

При этом следует иметь в виду, что в звездных фотосферах W мало отличается от единицы. В частности, на самой границе мы без особой ошибки можем пользоваться формулой (5.11), хотя, конечно, при более точных подсчетах введение множителя W необходимо.

Влияние множителя W является существенным в случае протяженных атмосфер и особенно в случае планетарных туманностей.

Формула (8.37) получена нами для атома с одним уровнем. Однако, как показывают более громоздкие подсчеты с учетом высших уровней, принципиальный результат остается практически тем же самым. Кроме того, следует помнить, что наши выводы связаны с применением равенства $J_\nu = WB_\nu$. Влияние же ошибки в T_e является, как мы видим из (8.37), гораздо менее существенным.

6. Применение закона Кирхгофа. Рассмотрим теперь последний вопрос — вопрос о применении к звездным фотосферам формулы Кирхгофа (3.10). Для этого следует напомнить, что основными процессами, которыми определяется излучательная способность фотосферного вещества, являются процессы рекомбинации. Свободно-свободные переходы играют подчиненную роль. Они существенны лишь в далекой инфракрасной области спектра.

Поэтому в рассуждениях о применимости закона (3.10) мы можем ограничиться рекомбинационными процессами. Рассмотрим рекомбинации, совершающиеся на какой-либо k -й уровень $r+1$ раз ионизованного атома.

Количество энергии, излучаемой 1 см³ вещества за 1 сек. при этих переходах, отнесенное к интервалу частот от ν до $\nu + d\nu$ и к единичному телесному углу, будет определяться формулой (5.57). По использованию (5.52), (5.49), (5.8), а также (5.55) получим следующее:

$$j_\nu(\vartheta) \rho d\nu = \{n_e n_{r+1}\} \left\{ \frac{g_{r,k} h^4 \nu^3 k'}{u_{r+1} c^2 (2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}} \left[1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} I_\nu(\vartheta) \right] e^{-\frac{h\nu - \gamma_{r,k}}{kT_e}} \right\} d\nu. \quad (8.38)$$

Положим в этой формуле $I_\nu(\vartheta) = B_\nu(T)$, примем $T = T_e$, а также с помощью (5.11), (5.12) и (5.54) выразим произведение $n_{r+1} n_e$ через $n_{r,k}$. Тогда, учитывая (5.6), получим вместо (8.38):

$$j_\nu(\vartheta) \rho d\nu = n_{r,k} k' B_\nu(T) d\nu. \quad (8.39)$$

Таким образом, при применении к (8.38) формул термодинамического равновесия (с одной и той же температурой) мы автоматически получаем закон Кирхгофа (3.10), что и следовало ожидать. Поэтому вопрос о применимости закона (3.10) к звездным фотосферам вновь сводится к вопросу применимости к ним вышеуказанных формул.

Величина $j_\nu(\vartheta)$ формулы (8.38) определяется произведением двух сомножителей, заключенных в фигурных скобках. Можно было бы думать, что это произведение определяется только состоянием ионизации атомов и кинетической температурой. Однако это не так. По сути дела величину j_ν приходится расчленять на два множителя: κ_ν и B_ν , причем величина κ_ν определяет оптическую толщину вещества вдоль данного направления. Поэтому при переходе от произведения $n_e n_{r+1}$

к числу поглощающих атомов приходится применять закон Больцмана (5.54), что мы и сделали при получении (8.39) из (8.38). Однако вопрос о применимости формулы Больцмана мы отложим до следующей главы. Сейчас нас интересует только ионизация. Здесь же, как мы видели, дело обстоит, повидимому, благополучно, т. е. отклонения от формулы Саха не должны быть большими.

Второй множитель формулы (8.38) определяется кинетической температурой электронов T_e , и следовательно, основной вопрос заключается в том, заметно ли отклоняется температура T , определяющая ионизацию, от температуры T_e . Согласие между теорией лучистого равновесия и наблюдениями говорит в пользу того, что в основных фотосферных слоях равенство между T и T_e соблюдается с достаточной степенью точности. Если это так, то применение закона Кирхгофа к звездным фотосферам вполне обосновано. Однако, конечно, вопрос о соотношении между T и T_e требует дальнейшего самого внимательного изучения.

Особенно же важна проблема связи между T и T_e для протяженных фотосфер, где и само поле излучения J_ν может весьма заметно отличаться от B_ν . Наконец, следует иметь в виду, что в звездных фотосферах, помимо рассмотренных выше процессов, поддерживающих T_e на данном уровне, могут существовать и другие процессы (например, электромагнитного характера), как это имеет место в верхних слоях солнечной хромосферы и особенно в солнечной короне. Если окажется, что в ряде случаев имеется существенное различие между T_e и величиной T , входящей в формулу $J_\nu = WB_\nu(T)$, то дальнейшее применение закона Кирхгофа (3.10) окажется необоснованным. Для коэффициента j_ν придется употреблять непосредственно выражение (8.38), но, конечно, с учетом для данной частоты ν рекомбинаций на все возможные уровни. В этом случае соотношение между кинетической температурой фотосферных слоев и интенсивностью выходящего из них излучения оказывается весьма сложным; соответствующий пример мы рассмотрим в § 19 третьей главы курса.

Наконец, если имеются заметные отклонения от больцмановского распределения, то это также может ослабить законность применения формулы (3.10).

Г Л А В А II

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД

§ 9. Механизм образования линий поглощения в звездных атмосферах

1. Основные определения. Наличие линий поглощения в спектре звезды означает, что интенсивность ее непрерывного спектра в определенных частотах, соответствующих переходам электронов с уровня на уровень, ослаблена.

Для того чтобы охарактеризовать это ослабление количественно, мы введем так называемую *остаточную интенсивность* r_ν — отношение интенсивности I_ν в данной частоте ν внутри линии и проинтерполированной к этой частоте интенсивности непрерывного спектра I_ν^0 (рис. 22, а):

$$r_\nu = \frac{I_\nu}{I_\nu^0}. \quad (9.1)$$

(Аналогично определяется r_ν и для потока H_ν .)

Ясно, что в частотах непрерывного спектра $r_\nu = 1$. В результате мы получаем контур линии, представленный на рис. 22, б. Величина r_{ν_0} , равная наименьшему значению r_ν , называется *центральной остаточной интенсивностью*.

Величина $R_\nu = 1 - r_\nu$ называется *глубиной* линии в данной частоте внутри линии.

Самые внутренние части линии именуются ее *ядром*. Самые же внешние части линии (по отношению к ее центру) именуются *крыльями*.

Для целого ряда задач, как мы увидим дальше, большую роль играет так называемое *полное поглощение* в линии, или, другими словами, *эквивалентная ширина линии*. Это количество определяется так:

$$W_\nu = \int (1 - r_\nu) d\nu = \int R_\nu d\nu \quad (9.2)$$

или так:

$$W_\lambda = \int (1 - r_\lambda) d\lambda = \int R_\lambda d\lambda. \quad (9.3)$$

Значки ν и λ показывают, что в первом случае величина W измерена в шкале частот, во втором — в шкале длин волн. Интеграция в (9.2) и (9.3) распространена по всей данной линии. На рис. 22, б величина W , отмечена заштрихованной площадью. Обычно наблюдатели

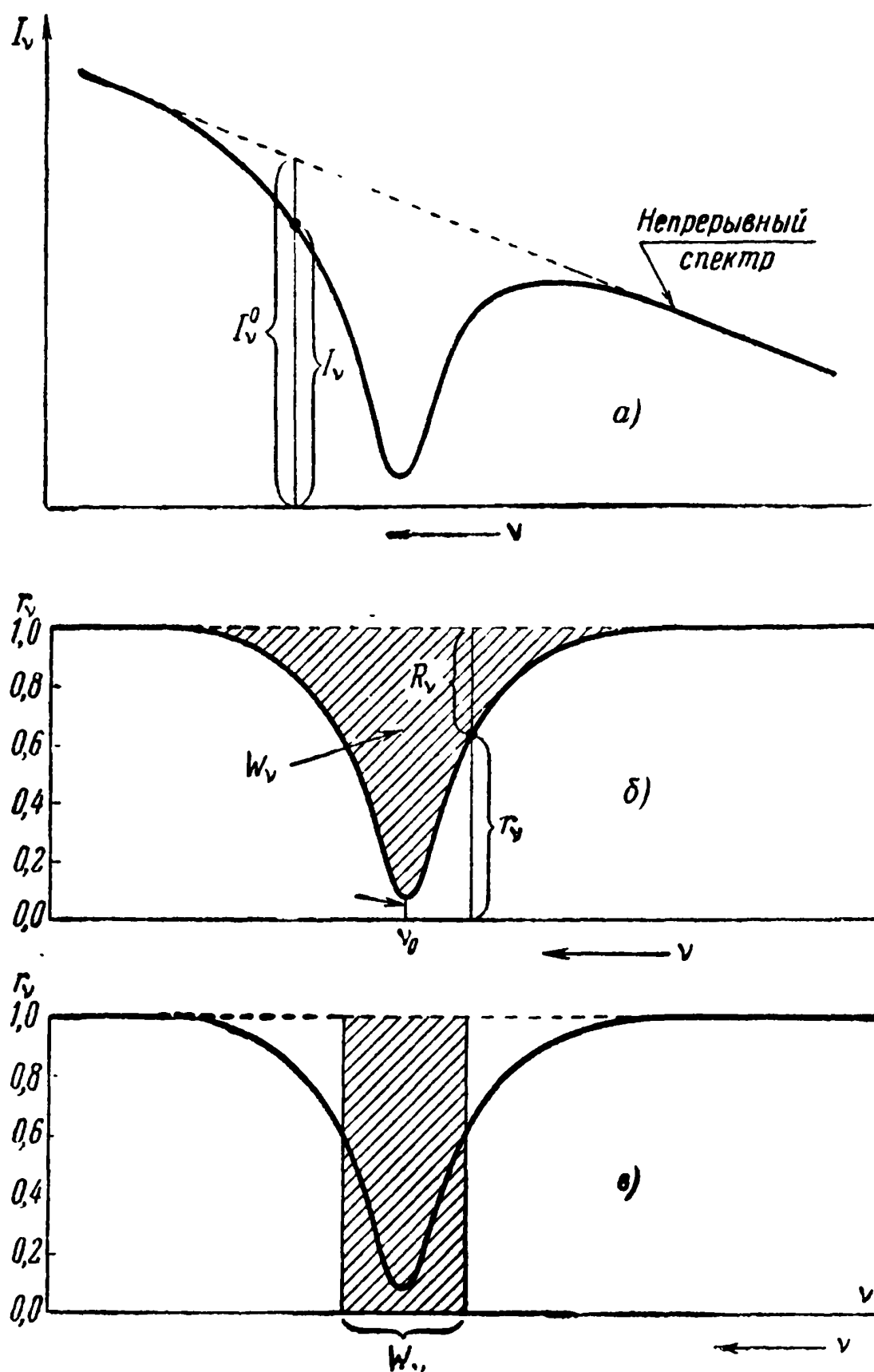


Рис. 22.

дают величину W в шкале длин волн и измеряют ее в ангстремах или в миллиангстремах. Как это следует из ее определения, эквивалентная ширина есть ширина такого прямоугольного участка спектра с нулевой центральной интенсивностью, площадь которого равна площади, ограниченной контуром данной спектральной линии, т. е. равна заштрихованной площади на рис. 22, б. Это представлено на рис. 22, в.

Ясно, что величина W_λ характеризует силу или интенсивность данной линии в звездном спектре. Чем больше эквивалентная ширина линии, тем сильнее эта линия поглощения.

2. Механизм образования линий поглощения. Выясним теперь, каким образом вообще образуются линии поглощения в звездных спектрах.

Очевидно, что в частотах линий поглощения коэффициент поглощения больше, чем в соседних с ней частотах непрерывного спектра. В частотах линии поглощения коэффициент поглощения составляется из коэффициента непрерывного поглощения (свободно-связанные и свободно-свободные переходы) плюс коэффициент поглощения, соответствующий данному дискретному переходу. Этим и определяется само существование линий поглощения как спектральных областей, где фотосферное излучение ослаблено избыточным поглощением. Возникает основной вопрос, как образуются линии поглощения: так же, как, например, полосы поглощения за головами серий в непрерывном спектре звезд ранних классов (см. рис. 17), т. е. в результате процессов истинного поглощения, или же путем рассеяния излучения. В первом случае ослабление излучения в какой-либо области спектра вызывается двумя причинами: 1) коэффициент поглощения в данной области больше, чем в соседних с ней; 2) температура в фотосфере убывает наружу. Если коэффициент поглощения внутри указанной спектральной области очень велик, то излучение будет выходить из самых поверхностных и наименее нагретых слоев фотосферы; поэтому интенсивность выходящего на поверхность излучения будет близка к интенсивности $B_\nu(T_0)$, где T_0 — поверхностная температура звезды.

Рассмотрим теперь центр какой-либо сильной линии поглощения в солнечном спектре. В данном случае коэффициент поглощения весьма велик. Поэтому для частот центра линии в любом участке солнечного диска будет соблюдаться приближенное равенство $I_\nu \approx B_\nu(T_0)$. С другой стороны, в соответствии с формулой (4.30) для края солнечного диска приближенное равенство $I_\nu \approx B_\nu(T_0)$ соблюдается для любых частот и, в частности, для участков непрерывного спектра, прилежащих к рассматриваемой линии. Следовательно, величина r_ν для центра сильной линии на краю солнечного диска должна быть равной единице, т. е. сильные линии на краю солнечного диска должны замываться, а в некоторых случаях и просто исчезать. Все это противоречит наблюдениям. На краю солнечного диска контур сильной линии незначительно отличается от контура этой же линии в центре диска. В качестве иллюстрации мы приводим (рис. 23) контуры линий H и K для двух точек солнечного диска: для центра (сплошная кривая) и для расстояния от центра $R = 0,98 R_\odot$ (пунктир). Контуры получены В. Б. Никоновым и А. Б. Северным. Следовательно, основываясь на наблюдениях, первый механизм (истинное поглощение) мы должны отвергнуть. Это означает, что для опи-

сания процессов, определяющих образование линий поглощения, закон Кирхгофа неприменим.

Чтобы уяснить сделанный нами вывод, мысленно разобьем звездную фотосферу на два слоя: нижний, в котором образуется основная часть наблюдаемого нами фотосферного излучения, и верхний, в котором образуются в основном линии поглощения. Нижний слой мы попрежнему будем называть фотосферой, а верхний — обращаемым слоем. Допустим для простоты, что обращаемый слой образован атомами, имеющими лишь два уровня энергии: 1-й и 2-й. Следовательно, эти атомы могут поглощать и излучать лишь в одной определенной линии. Возбуждение этих атомов и обратные переходы из второго состояния

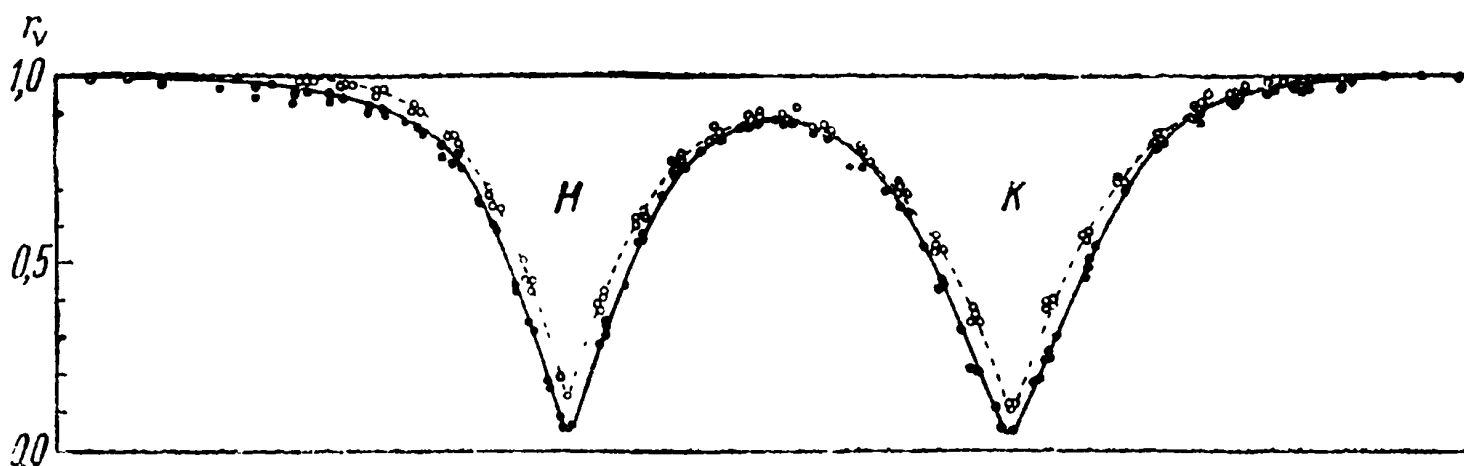


Рис. 23.

в первое могут происходить под влиянием двух причин: 1) под действием столкновений с окружающими частицами и 2) в результате поглощения и последующего переизлучения световых квантов.

Если главной является первая причина, то максвелловское распределение скоростей сталкивающихся частиц приводит к тому, что отношение числа атомов во втором и в первом состояниях определяется законом Больцмана, а отношение коэффициента излучения к коэффициенту поглощения — законом Кирхгофа (3.10). Однако элементарные подсчеты показывают, что в звездных фотосферах атомные переходы под влиянием столкновений по сравнению с процессами фотовозбуждения и последующего излучения весьма редки. Так же как и в случае ионизации столкновениями (см. § 8), это объясняется низкой плотностью вещества звездных фотосфер, т. е. низкой концентрацией возбуждающих частиц. Следовательно, мы должны обратиться ко второй причине.

Атомы, находящиеся в обращаемом слое, поглощают в рассматриваемой частоте излучение фотосферы и рассеивают это излучение во все стороны, в том числе и обратно в фотосферу, где это излучение после поглощения атомами фотосферы излучается уже в других частотах. Чем больше таких рассеивающих атомов расположено в обращаемом слое, тем больше вероятность, что световой квант рассматриваемой частоты, испытав значительное число рассеяний, попадет обратно в фотосферу и исчезнет. Таким образом, в этом случае

роль обращающего слоя сводится к тому, что он определенную часть световых квантов, выходящих из фотосферы в рассматриваемой частоте, посылает назад в фотосферу (диффузное отражение назад). В частотах же непрерывного спектра излучение фотосферы беспрепятственно или почти беспрепятственно проходит через обращающий слой. В результате рассеяния появляется линия поглощения. Ее глубина зависит от количества рассеивающих атомов в обращающем слое.

Так как роль обращающего слоя сводится к диффузному селективному отражению лучистой энергии назад в фотосферу, где она преобразуется в другие частоты, то во внешних частях обращающего слоя интенсивность излучения в рассматриваемой частоте меньше, чем в фотосфере. Меньшая интенсивность излучения приводит к меньшему проценту возбужденных атомов. Между тем коэффициент излучения j , зависит от количества возбужденных атомов. Очевидно, поэтому в обращающем слое отношение j , к κ , должно быть меньше, чем в фотосфере, и, следовательно, меньше, чем следует из закона Кирхгофа.

Предположение о том, что основным механизмом, определяющим образование линий поглощения, является рассеяние излучения, подтверждается наблюдениями, а также более детальным анализом тех условий, которые существуют в звездных фотосферах.

3. Вывод уравнения переноса для когерентного рассеяния. В данном параграфе и следующих четырех мы будем рассматривать процессы *когерентного* рассеяния, когда частота переизлученного кванта в точности (!) такова же, как и частота поглощенного кванта, различны лишь их направления. Процессы некогерентного рассеяния будут рассмотрены в § 14.

Допуская теперь, что мы имеем дело с когерентным рассеянием, составим уравнение переноса для этих процессов. Коэффициент поглощения, соответствующий дискретным переходам, создающим данную линию, мы обозначим через σ_{ν} ; величину σ_{ν} мы будем рассчитывать на единицу массы. Подобный же коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом, мы будем обозначать через s_{ν} . Соотношение между ними дается формулой, аналогичной (5.22).

Напишем выражение для коэффициента излучения в случае когерентного рассеяния. Как показывает физический анализ, процессы переизлучения поглощенных квантов не имеют, вообще говоря, изотропного характера. Оказывается, что переизлучение в разных направлениях имеет разную вероятность, причем в большинстве случаев вероятность того, что после рассеяния направление кванта заключено внутри телесного угла $d\omega$, пропорциональна $(1 + \cos^2 \varphi) d\omega$, где φ — угол между падающими и рассеянными квантами. Однако анализ проблем рассеяния, выполненный В. А. Амбарцумяном*,) показывает, что при указанном законе, т. е. $1 + \cos^2 \varphi$, конечные

*) В. А. Амбарцумян, Диффузия света через рассеивающую среду большой оптической толщи, Доклады Академии наук СССР, 43, 106, 1944.

результаты решения теории рассеяния не сильно отличаются от тех, которые получились бы при изотропном рассеянии. В связи с этим мы будем считать, что переизлучение носит изотропный характер. Точный учет зависимости вероятности переизлучения от φ является одной из ближайших задач теоретической астрофизики.

Считая переизлучение изотропным, мы можем непосредственно написать выражение j_ν для случая чистого рассеяния. Действительно, согласно (3.6) количество энергии, поглощаемое одним граммом вещества за 1 сек., в единичном интервале частот будет равно:

$$\sigma_\nu \int_{4\pi} I_\nu d\omega. \quad (9.4)$$

Теперь, поскольку мы рассматриваем стационарные звезды, все это количество поглощенной энергии будет возвращено атомами за тот же промежуток времени назад в виде переизлученных квантов. И так как мы считаем переизлучение изотропным, величина j_ν получится делением (9.4) на телесный угол всей сферы, т. е. 4π . Следовательно,

$$j_\nu = \sigma_\nu \int_{4\pi} I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} = \sigma_\nu J_\nu. \quad (9.5)$$

При написании (9.5) явно предполагается, что мы имеем дело с чисто когерентным рассеянием, ибо поглощенная энергия переизлучается в той же частоте!

Таким образом, при изотропности процессов переизлучения различие в формулах для истинного поглощения и для рассеяния состоит в том, что в выражении коэффициента излучения функция B_ν заменяется средней интенсивностью J_ν . В связи с этим уравнение переноса для плоскопараллельных рассеивающих слоев мы можем сразу же записать в следующем виде:

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\vartheta) - J_\nu, \quad (9.6)$$

где

$$d\tau_\nu = \sigma_\nu \rho dh. \quad (9.7)$$

При этом ясно, что уравнение переноса (9.6) учитывает только то изменение $I_\nu(\vartheta)$, которое происходит из-за наличия процессов когерентного рассеяния.

Помножим теперь обе части (9.6) на $\frac{d\omega}{4\pi}$ и проинтегрируем результат по всей сфере:

$$\frac{d}{d\tau_\nu} \int_{4\pi} I_\nu(\vartheta) \cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \frac{d\pi H_\nu}{d\tau_\nu} = \int I_\nu(\vartheta) \frac{d\omega}{4\pi} - J_\nu \equiv 0. \quad (9.8)$$

Таким образом, в чисто рассеивающей атмосфере, составленной из плоскопараллельных слоев, поток πH_ν постоянен на всех глубинах. В отличие от случая локального термодинамического равновесия при когерентном рассеянии имеет место постоянство потока излучения данной частоты.

4. Решение уравнений переноса. Рассмотрим теперь следующую модель. Над слоями, излучающими непрерывный спектр («фотосфера» звезды), находится рассеивающий слой («обращающий слой»). Тем самым мы вновь резко разграничим слои, образующие непрерывный спектр и линии поглощения. О том, в какой степени эта модель может заменить действительную оболочку звезды, мы скажем позже.

Основной нашей задачей будет вычисление потока πH_ν , выходящего на поверхность рассеивающего слоя. Интенсивность непрерывного излучения, выходящего из «фотосферы», мы обозначим через $I_\nu^0(\vartheta)$.

Имея в виду отличие рассматриваемой схемы от реальной фотосферы, достаточно будет при ее рассмотрении использовать тот приближенный метод введения средних интенсивностей, который был рассмотрен нами в третьем параграфе.

Обозначая вновь через I_ν и I'_ν средние интенсивности излучения в соответствующих полусферах и замечая, что уравнение (9.6) подобно уравнению (3.12), а для нижней полусферы (если ввести угол $\psi = \pi - \vartheta$) уравнению (3.17), мы можем для I_ν и I'_ν сразу же на основании (3.61) и (3.62) написать:

$$\frac{2}{3} \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - J_\nu, \quad (9.9)$$

$$\frac{2}{3} \frac{dI'_\nu}{d\tau_\nu} = -I'_\nu + J_\nu. \quad (9.10)$$

Складывая уравнения (9.9) и (9.10), получим:

$$\frac{d(I_\nu + I'_\nu)}{d\tau_\nu} = \frac{3}{2} (I_\nu - I'_\nu). \quad (9.11)$$

Замечая, что согласно (3.50) разность средних интенсивностей равна H_ν , а согласно вышесказанному величина H_ν в рассеивающих плоскопараллельных слоях постоянна, найдем:

$$I_\nu + I'_\nu = \frac{3}{2} H_\nu \tau_\nu + D_\nu, \quad (9.12)$$

где D_ν — постоянная интегрирования. Из (9.12) следует, что она равна интенсивности I_ν на внешней границе обращаемого слоя, где $\tau_\nu = 0$, а $I'_\nu = 0$. В свою очередь для $\tau_\nu = 0$ (где $I'_\nu \equiv 0$) эта интенсивность в силу соотношения (3.50) равна величине H_ν . Следовательно, $D_\nu = H_\nu$, а поэтому

$$I_\nu + I'_\nu = \frac{3}{2} H_\nu \tau_\nu + H_\nu. \quad (9.13)$$

Определим теперь величину H_ν . Для этого запишем равенства (3.50) и (9.13) для нижнего основания обращаемого слоя. Обозначив оптическую толщину всего рассеивающего слоя через τ_ν^σ , будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} (I_\nu)_{\tau_\nu^\sigma} - (I'_\nu)_{\tau_\nu^\sigma} &= H_\nu, \\ (I_\nu)_{\tau_\nu^\sigma} + (I'_\nu)_{\tau_\nu^\sigma} &= \frac{3}{2} H_\nu \tau_\nu^\sigma + H_\nu. \end{aligned} \right\} \quad (9.14)$$

Сложив оба эти выражения, получим:

$$\frac{H_\nu}{(I_\nu)_{\tau_\nu^\sigma}} = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \tau_\nu^\sigma}. \quad (9.15)$$

Величина $(I_\nu)_{\tau_\nu^\sigma}$ есть средняя интенсивность излучения на нижнем уровне рассеивающего слоя. Однако ясно, что в то же время эта средняя интенсивность, умноженная на π , равна потоку фотосферного непрерывного излучения в данной частоте, т. е. величине

$$\pi H_\nu^0 = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_\nu^0(\vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \quad (9.16)$$

Действительно, полагая $\tau_\nu^\sigma \equiv 0$, т. е. считая, что в данной частоте нет ослабления излучения вследствие рассеяния, мы на основании (9.15) получим $(I_\nu)_{\tau_\nu^\sigma} = H_\nu^0$. Величина πH_ν^0 и есть интерполированный к данной частоте поток непрерывного излучения. И так как поток πH_ν есть поток в линии, то для остаточной интенсивности мы можем написать:

$$r_\nu = \frac{H_\nu}{H_\nu^0} = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \tau_\nu^\sigma}. \quad (9.17)$$

Остаточная интенсивность r_ν , определяемая выражением (9.17), выведена для потока излучения. Следовательно, формула (9.17) применима к излучению удаленной звезды или к излучению всего солнечного диска в целом.

Согласно этой формуле при увеличении s_ν и, следовательно, τ_ν^σ величина r_ν уменьшается. В центре линии, где s_ν и τ_ν^σ имеют максимум, r_ν минимальна. Таким образом, мы получаем контур вида, изображенного на рис. 22, б.

Для того чтобы получить контур линии поглощения не для всего диска Солнца, а для определенной его точки, т. е. для какого-либо направления ϑ , мы должны решить уравнение (9.6). Исходя из уже

упоминавшегося формального тождества этого уравнения и уравнения (3.12), мы можем использовать решения, представленные формулами (3.26) и (3.27). При этом следует обратиться к последней из них, ибо она дает интенсивность, определяемую слоем конечного значения оптической толщи. В рассматриваемом случае нас интересует излучение, ограниченное направлениями $0 \leq \vartheta \leq \frac{\pi}{2}$, поэтому мы должны в (3.27) вместо ψ ввести $\psi = \pi - \vartheta$. Тогда для $I_\nu(\vartheta, \tau_\nu)$ получим:

$$I_\nu(\vartheta, \tau_\nu) = G_\nu e^{\tau_\nu \sec \vartheta} - e^{\tau_\nu \sec \vartheta} \int_0^{\tau_\nu} J_\nu e^{-t_\nu \sec \vartheta} \sec \vartheta dt_\nu, \quad (9.18)$$

где G_ν — постоянная интегрирования.

Для величины J_ν мы можем взять выражение, следующее из (3.51) и (9.13):

$$J_\nu = \frac{1}{2} H_\nu \left(1 + \frac{3}{2} t_\nu \right). \quad (9.19)$$

Согласно (9.18) на верхней, внешней границе обращаемого слоя, где $\tau_\nu = 0$, будет иметь место равенство

$$I_\nu(\vartheta, 0) = G_\nu. \quad (9.20)$$

Далее, на нижней границе обращаемого слоя, где $\tau_\nu = \tau_\nu^\sigma$, мы будем иметь:

$$I_\nu(\vartheta, \tau_\nu^\sigma) = I_\nu^0(\vartheta). \quad (9.21)$$

Написав (9.18) для этого уровня и разрешив полученное выражение относительно G_ν , мы получим на основании (9.20):

$$I_\nu(\vartheta, 0) = I_\nu^0(\vartheta) e^{-\tau_\nu^\sigma \sec \vartheta} + \int_0^{\tau_\nu^\sigma} J_\nu e^{-t_\nu \sec \vartheta} \sec \vartheta dt_\nu. \quad (9.22)$$

Подставив, наконец, в (9.22) выражение (9.19) и выполнив интегрирование, найдем:

$$I_\nu(\vartheta, 0) = I_\nu^0(\vartheta) e^{-\tau_\nu^\sigma \sec \vartheta} + \frac{H_\nu}{2} \left\{ \left(1 + \frac{3}{2} \cos \vartheta \right) - e^{-\tau_\nu^\sigma \sec \vartheta} \left(1 + \frac{3}{2} \tau_\nu^\sigma + \frac{3}{2} \cos \vartheta \right) \right\}, \quad (9.23)$$

причем вместо H_ν мы можем подставить его выражение из (9.17).

Остаточную интенсивность $r_\nu(\vartheta)$ в данном случае мы должны определить отношением $I_\nu(\vartheta, 0)/I_\nu^0(\vartheta)$.

В связи с определением потока H^0 , она будет равна:

$$r_v(\vartheta) = \frac{I_v(\vartheta, 0)}{I_v^0(\vartheta)} =$$

$$= e^{-\tau_v^\sigma \sec \vartheta} + \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \tau_v^\sigma} \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} I_v^0(\vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta}{I_v^0(\vartheta)} \times$$

$$\times \left\{ \left(1 + \frac{3}{2} \cos \vartheta \right) - e^{-\tau_v^\sigma \sec \vartheta} \left(1 + \frac{3}{2} \tau_v^\sigma + \frac{3}{2} \cos \vartheta \right) \right\}. \quad (9.24)$$

Следовательно, чтобы для данного угла ϑ построить зависимость $r_v(\vartheta)$ от частоты, мы должны знать: 1) закон изменения τ_v^σ с частотой, 2) закон потемнения диска к краю для интенсивности непрерывного излучения в данной спектральной области, т. е. изменение $I_v^0(\vartheta)$ в зависимости от угла ϑ . Последнее может быть взято непосредственно из наблюдений.

О сравнении формулы (9.24), равно как и формулы (9.17), с наблюдениями мы будем говорить позже, когда познакомимся с видом зависимости σ_v от частоты. В частности, мы увидим, что для крыльев некоторых линий в солнечном и звездном спектрах эти формулы приводят иногда к достаточно удовлетворительному согласию результатов теории с наблюдениями, что достигается соответствующим подбором параметров, входящих в τ_v^σ .

Формула (9.24) в согласии с наблюдениями показывает, что изменение контуров линий поглощения от центра к краю солнечного диска в общем невелико *).

Однако очень часто согласие теории с наблюдениями оказывается недостаточно удовлетворительным. Количественное сравнение результатов разобранной теории и наблюдений обнаруживает ряд неувязок. Так, например, в центрах сильных линий поглощения, где τ_v^σ очень велико, по формулам (9.17) и (9.24) величины центральных остаточных интенсивностей должны быть близки к нулю. Между тем это противоречит наблюдениям. Все это, конечно, объясняется несоответствием нашей модели с реальными фотосферами.

*) Для центров сильных линий, где τ_v^σ очень велико, это непосредственно вытекает из (9.24), ибо, с одной стороны, для $\tau_v^\sigma \rightarrow \infty$ остаточная интенсивность $r_v(\vartheta)$ пропорциональна отношению $\left(1 + \frac{3}{2} \cos \vartheta \right) : I_v^0(\vartheta)$, а, с другой стороны, в визуальной части спектра сама интенсивность $I_v^0(\vartheta)$ приблизительно следует закону $\left(1 + \frac{3}{2} \cos \vartheta \right)$, так что в общем изменение $r_v(\vartheta)$ с углом ϑ оказывается слабым.

Б. Вывод уравнения переноса с учетом процессов рассеяния и истинного поглощения. Основным упрощающим предположением в разобранный модели является искусственное разделение атмосферы звезды на две совершенно различные области: «фотосферу» и «обращающий слой». В действительности, конечно, такого разделения не существует. В самом деле, рассеивающей способностью обладают не только атомы «обращающего слоя», но и атомы «фотосферы». Таким образом, в образовании линий поглощения принимают участие все фотосферные слои звезды (или Солнца). Из сказанного следует, что при строгом решении рассматриваемой проблемы мы должны отбросить разделение атмосферы звезд на «фотосферу» и «обращающий слой» и исходить из общего уравнения переноса, учитывающего не только процессы рассеяния, но и процессы поглощения.

При его составлении мы должны исходить из того, что в реальной атмосфере ослабление интенсивности светового пучка на отрезке ds определяется в частотах линии поглощения не только коэффициентом селективного поглощения σ_ν , но и коэффициентом непрерывного поглощения κ_ν . Таким образом, количество поглощенного излучения в цилиндре с объемом $d\sigma ds$ (см. рис. 3), отнесенное к интервалу частот $d\nu$, элементу $d\omega$ и элементу dt , будет на основании (2.25) равно:

$$\Delta E_{\text{погл}} = -I_\nu (\kappa_\nu + \sigma_\nu) \rho ds d\omega d\sigma dt d\nu. \quad (9.25)$$

Напишем количество энергии, излученной цилиндром вследствие процессов истинного непрерывного поглощения. В соответствии с (2.21) и (3.10) для этих процессов мы можем написать:

$$\Delta E_{\text{собств}}^{(1)} = \kappa_\nu B_\nu \rho d\sigma ds d\omega dt d\nu, \quad (9.26)$$

ибо для процессов истинного поглощения мы предполагаем применимость законов термодинамического равновесия.

Особого внимания требуют процессы селективного ослабления излучения, т. е. процессы, имеющие место только в частотах линий. Эти процессы включают: 1) собственно рассеяние излучения, уже рассматривавшееся в настоящем параграфе, 2) истинное селективное поглощение, связанное с дискретными переходами электронов. Эти последние процессы были нами рассмотрены на стр. 52—53 курса. Подсчитаем сначала $\Delta E_{\text{собств}}^{(1)}$ для процессов рассеяния. Пусть из всей энергии, поглощенной селективно нашим цилиндром, т. е. из количества $I_\nu \sigma_\nu \rho ds d\omega d\sigma dt d\nu$, доля $1 - \epsilon_\nu$ будет переизлучена в виде когерентно рассеянного излучения, так что соответственно доля ϵ_ν из указанной энергии будет затрачена на процессы истинного селективного поглощения. Иначе говоря, количество той поглощенной энергии, которая переизлучается в виде рассеянного излучения, будет равно

$I, \sigma, (1 - \varepsilon) \rho ds d\omega d\sigma dt dv$. Но это означает, что коэффициент поглощения, соответствующий только процессам последующего рассеяния, равен не σ , а $\sigma, (1 - \varepsilon)$. Следовательно, в соответствии с (9.5) и (2.21) количество энергии, переизлученной нашим цилиндром вследствие процессов когерентного рассеяния, будет равно:

$$\Delta E_{\text{собств}}^{(2)} = \sigma, (1 - \varepsilon) J, \rho d\sigma ds d\omega dt dv. \quad (9.27)$$

Перейдем теперь к излучению, соответствующему процессам истинного селективного поглощения. Количество поглощенной в цилиндре (из пучка) энергии, которое соответствует этим процессам, равно согласно вышесказанному $I, \sigma, \varepsilon, \rho ds d\omega d\sigma dt dv$; следовательно, коэффициент поглощения, соответствующий истинному селективному поглощению, равен σ, ε . И так как для процессов истинного поглощения мы предполагаем применимость закона Кирхгофа (т. е. предполагаем наличие локального термодинамического равновесия), то количество излученной нашим цилиндром энергии, соответствующее процессам истинного селективного излучения, на основании (2.21) и (3.10) будет равно:

$$\Delta E_{\text{собств}}^{(3)} = \sigma, \varepsilon, B, \rho ds d\omega dt dv d\sigma. \quad (9.28)$$

Отметим следующее различие между процессами рассеяния и истинного селективного поглощения: при рассеянии вся поглощенная энергия $I, \sigma, (1 - \varepsilon) \rho ds d\omega d\sigma dt dv$ переизлучается вновь в виде рассеянной энергии, для процессов же истинного излучения это равенство между поглощенной и переизлученной энергией не соблюдается. Количество излученной энергии, выраженной формулой (9.28), не имеет непосредственного отношения к количеству поглощенной энергии, т. е. к величине $I, \sigma, \varepsilon, \rho ds d\omega d\sigma dt dv$. Это соответствует указанному на стр. 52 положению, что при наличии процессов истинного поглощения между поглощаемыми и излучаемыми квантами нет никакой непосредственной связи.

Составляя теперь так же, как при выводе (2.26), баланс между поглощенной и излученной энергией и используя (2.27), получим искомое уравнение переноса

$$\cos \vartheta \frac{dI, (\vartheta)}{\rho dh} = (\kappa, + \sigma,) I, (\vartheta) - (1 - \varepsilon,) \sigma, J, - \kappa, B, - \sigma, \varepsilon, B,. \quad (9.29)$$

Без учета процессов истинного селективного поглощения ($\varepsilon, = 0$) это уравнение принимает вид

$$\cos \vartheta \frac{dI, (\vartheta)}{\rho dh} = (\kappa, + \sigma,) I, (\vartheta) - \sigma, J, - \kappa, B,. \quad (9.30)$$

Уравнение (9.29) можно видоизменить. Положим

$$(1 - \varepsilon,) \sigma, = \sigma^0; \quad \sigma, \varepsilon, = \kappa^0. \quad (9.31)$$

Тогда уравнение (9.29) примет вид

$$\cos \vartheta \frac{dI_{\nu}(\vartheta)}{\rho dh} = (\kappa_{\nu} + \sigma_{\nu}^0 + \kappa_{\nu}^0) I_{\nu}(\vartheta) - \sigma_{\nu}^0 J_{\nu} - (\kappa_{\nu} + \kappa_{\nu}^0) B_{\nu}. \quad (9.32)$$

Физический смысл введенных коэффициентов σ_{ν}^0 и κ_{ν}^0 вполне ясен. Коэффициент σ_{ν}^0 мы можем назвать *коэффициентом рассеяния внутри линии*, ибо он учитывает только процессы рассеяния (не включая процессы истинного поглощения). Коэффициент κ_{ν}^0 является *коэффициентом истинного селективного поглощения*.

В следующем параграфе мы рассмотрим те математические приемы, с помощью которых решаются вышеуказанные уравнения.

§ 10. Решение уравнений переноса для частот внутри линий поглощения

1. Вводные замечания. Вопрос о решении уравнений переноса (9.29), (9.30) и (9.32) является чрезвычайно сложным. Во-первых, все физические параметры, входящие в эти уравнения, т. е. $I_{\nu}(\vartheta)$, κ_{ν} , σ_{ν} , ε_{ν} , B_{ν} , ρ , меняются с глубиной, причем для каждого из них зависимость от h различна. Во-вторых, возникают трудности, связанные с зависимостью интенсивности $I_{\nu}(\vartheta)$ от угла ϑ . Поэтому получить сразу же универсальное решение для рассматриваемых уравнений представляется невозможным. В связи с этим нам придется вводить различные упрощающие предположения. Сначала мы рассмотрим решение уравнения переноса в предположении, что отношение коэффициента поглощения в линии σ_{ν} к коэффициенту непрерывного поглощения κ_{ν} для каждой частоты является постоянным. Это предположение выполняется довольно хорошо для центров сильных линий поглощения.

Второй метод — численное интегрирование уравнения переноса. Этот метод приводит к точным результатам, но является весьма трудоемким.

Наконец, разберем решение уравнения переноса в предположении, что как коэффициент рассеяния внутри линии σ_{ν}^0 , так и коэффициент истинного селективного поглощения κ_{ν}^0 очень малы по сравнению с коэффициентом непрерывного поглощения κ_{ν} . Это решение имеет большое значение для слабых линий поглощения и для крыльев сильных линий.

2. Модель атмосферы с постоянным отношением коэффициента поглощения в линии к коэффициенту непрерывного поглощения. Введем следующие упрощающие предположения: 1) будем считать, что во всей атмосфере звезды отношение

$$\eta_{\nu} = \frac{\sigma_{\nu}}{\kappa_{\nu}} \quad (10.1)$$

для каждой фиксированной частоты является постоянным; 2) то же предположение сделаем и в отношении величины ϵ_v ; 3) будем считать, что к планковской функции B_v применимо линейное разложение (8.10). Оптическая толща t_v здесь определяется коэффициентом непрерывного поглощения κ_v .

Поделив (9.29) на κ_v и учтя (10.1), получим:

$$\cos \vartheta \frac{dI_v(\vartheta)}{d\tau_v} = (1 + \eta_v) I_v(\vartheta) - (1 - \epsilon_v) \eta_v J_v - B_v - \eta_v B_v \epsilon_v, \quad (10.2)$$

где

$$d\tau_v = \kappa_v \rho dh. \quad (10.3)$$

Помножим обе части уравнения (10.2) сначала на $\cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}$, а затем на $\frac{d\omega}{4\pi}$ и в обоих случаях результат проинтегрируем по всей сфере. Учтя определяющие выражения (2.5), (3.15) и (3.46), получим соответственно:

$$\frac{dK_v}{d\tau_v} = \frac{1}{4} (1 + \eta_v) H_v, \quad (10.4)$$

$$\frac{1}{4} \frac{dH_v}{d\tau_v} = (1 + \epsilon_v \eta_v) (J_v - B_v). \quad (10.5)$$

Введем первое математическое упрощение. Мы допустим, что и в рассматриваемом нами случае имеет место равенство (3.54). [Это равенство является совершенно строгим, если $I_v(\vartheta)$ может быть представлена в виде суммы постоянного члена и некоторой нечетной функции от $\cos \vartheta$.] Предположив справедливость (3.54), мы можем переписать уравнение (10.4) так:

$$\frac{dJ_v}{d\tau_v} = \frac{3}{4} (1 + \eta_v) H_v. \quad (10.6)$$

Продифференцируем (10.6) по τ_v с учетом того, что согласно нашему предположению во всей атмосфере звезды $\eta_v = \text{const}$:

$$\frac{d^2 J_v}{d\tau_v^2} = \frac{3}{4} (1 + \eta_v) \frac{dH_v}{d\tau_v}. \quad (10.7)$$

Вводя, далее, в (10.7) вместо производной $\frac{dH_v}{d\tau_v}$ ее значение из (10.5), получим:

$$\frac{d^2 J_v}{d\tau_v^2} = q_v^2 (J_v - B_v), \quad (10.8)$$

где

$$q_v = \sqrt{3(1 + \eta_v)(1 + \epsilon_v \eta_v)}. \quad (10.9)$$

Согласно нашему предположению B_v является линейной функцией оптической толщи, поэтому вторая производная от B_v по τ_v равна

нулю. Это дает нам возможность переписать (10.8) в следующем виде:

$$\frac{d^2 (J_\nu - B_\nu)}{d\tau_\nu^2} = q_\nu^2 (J_\nu - B_\nu). \quad (10.10)$$

Решение уравнения (10.10) мы можем представить в следующем виде:

$$[J_\nu - B_\nu = C_\nu e^{-q_\nu \tau_\nu}. \quad (10.11)$$

Член вида $D_\nu e^{q_\nu \tau_\nu}$ в правой части (10.11) нами сюда не приписан, ибо согласно выводам шестого параграфа величина J_ν при $\tau_\nu \rightarrow \infty$ должна стремиться к B_ν и, следовательно, $D_\nu \equiv 0$.

Определим постоянную C_ν . На основании (10.11), а также (8.10) мы можем написать:

$$J_\nu = a_\nu + b_\nu \tau_\nu + C_\nu e^{-q_\nu \tau_\nu}. \quad (10.12)$$

Продифференцировав это выражение по τ_ν и подставив результат в (10.6), мы получим для H_ν :

$$H_\nu = \frac{4}{3} \frac{1}{(1 + \eta_\nu)} \{b_\nu - C_\nu q_\nu e^{-q_\nu \tau_\nu}\}. \quad (10.13)$$

Для границы звездной атмосферы, где $\tau_\nu = 0$, поток $H_\nu(0)$ будет равен:

$$H_\nu(0) = \frac{4}{3} \frac{1}{1 + \eta_\nu} \{b_\nu - C_\nu q_\nu\}. \quad (10.14)$$

С другой стороны, величина $J_\nu(0)$ согласно (10.12) будет для $\tau_\nu = 0$ равна:

$$J_\nu(0) = a_\nu + C_\nu. \quad (10.15)$$

В качестве граничного условия мы примем следующее:

$$2J_\nu(0) = H_\nu(0). \quad (10.16)$$

Это, конечно приближенное, равенство вытекает из (3.50) и (3.51), если учесть, что на границе атмосферы $I'_\nu \equiv 0$. Вводя теперь в (10.16) выражения (10.14) и (10.15) и разрешая полученное уравнение относительно постоянной C_ν , найдем:

$$C_\nu = \frac{\frac{2}{3} b_\nu - a_\nu (1 + \eta_\nu)}{\frac{2}{3} q_\nu + (1 + \eta_\nu)}. \quad (10.17)$$

Подставляя это выражение для C_ν в (10.14), мы получим:

$$H_\nu(0) = \frac{4}{3} \frac{b_\nu + a_\nu q_\nu}{1 + \eta_\nu + \frac{2}{3} q_\nu}. \quad (10.18)$$

Это и есть интересующий нас «наблюдаемый» поток звездного излучения для данной частоты внутри линии. Поток H_ν^0 , соответствующий интерполированному к той же частоте непрерывному спектру, мы получим, если положим $\eta_\nu = 0$. Это будет означать, что селективного ослабления излучения в частотах непрерывного спектра нет. На основании (10.18) и (10.9) величина $H_\nu^0(0)$ равна:

$$H_\nu^0(0) = \frac{4(b_\nu + a_\nu \sqrt{3})}{3\left(1 + \frac{2}{3}\sqrt{3}\right)} \quad (10.19)$$

Отсюда для остаточной интенсивности r_ν мы будем иметь:

$$r_\nu = \frac{H_\nu(0)}{H_\nu^0(0)} = \frac{b_\nu + a_\nu q_\nu}{b_\nu + a_\nu \sqrt{3}} \frac{1 + \frac{2}{3}\sqrt{3}}{1 + \eta_\nu + \frac{2}{3}q_\nu}. \quad (10.20)$$

Заметим, что при выводе этого выражения для r_ν мы воспользовались двумя приближенными равенствами: 1) $J_\nu = 3K_\nu$, 2) $H_\nu(0) = 2J_\nu(0)$. Оба эти равенства мы заимствовали из того метода введения усредненных интенсивностей, который был нами рассмотрен в § 3. Более точное рассмотрение вопроса приводит к следующим выводам: 1) приближение $J_\nu = 3K_\nu$ является для практических целей достаточно точным; 2) более точным, чем приближение $H_\nu(0) = 2J_\nu(0)$, является приближение $H_\nu(0) = 1,8J_\nu(0)$.

Чтобы найти r_ν по формуле (10.20) для какой-либо частоты внутри линии, необходимо знать для этой частоты величины η_ν , ϵ_ν , а также коэффициенты a_ν и b_ν .

В общем случае как η_ν , так и ϵ_ν меняются, и иногда весьма заметно, с глубиной. Кроме того, в общем случае функция B_ν не является линейной функцией τ_ν . Часто допущение о ее линейности ведет к серьезному искажению конечного результата.

Рассмотренный случай является недалеким от истины для центральных частей средних и сильных линий поглощения. Для крыльев же линий эта модель, строго говоря, может быть применена лишь в отдельных случаях.

Коэффициенты a_ν и b_ν следует подбирать так, чтобы линейное приближение B_ν наилучшим образом заменяло действительный закон изменения B_ν с τ_ν . Этот закон находится на основе теории звездных фотосфер.

С конкретным применением формулы (10.20) мы познакомимся в дальнейших параграфах.

Так как формула (10.12) совместно с (10.17) устанавливает зависимость J_ν от τ_ν , мы можем решить уравнение (10.2) не только для $H_\nu(0)$, но и для $I_\nu(0, \vartheta)$. Это производится тем же путем, как и при решении уравнений (3.12) и (3.17).

3. Численное интегрирование уравнений переноса. Основным недостатком рассмотренного выше решения уравнения (10.2) является введение упрощающих предположений относительно функций η_ν , ϵ_ν и B_ν . Упрощения чисто математического характера [$J_\nu = 3 K_\nu$ и $2 J_\nu(0) = H_\nu(0)$] вносят, как правило, гораздо меньшие ошибки. Имея это в виду, мы можем уравнение (10.2) решать численно, исходя из двух уравнений (10.5) и (10.6).

Рассмотрим метод численного интегрирования уравнения (10.2). Зависимость между B_ν и τ_ν для данной частоты выводится в теории фотосфер, которая дает для каждого уровня в фотосфере температуру T , давления p и p_e , плотность ρ , оптическую толщину τ_ν (τ_ν определяется здесь коэффициентом непрерывного поглощения) и т. д. На основании этих параметров и соответствующих выражений для κ_ν и σ_ν мы можем определить для каждого уровня величину η_ν , а также независимо величину ϵ_ν .

В качестве граничных условий интегрирования уравнений (10.5) и (10.6) удобнее всего принять следующие: $2 J_\nu(0) = H_\nu(0)$; при $\tau_\nu \rightarrow \infty$ величина J_ν должна стремиться к B_ν . Очевидность последнего условия следует из выводов § 6. Множитель 2 в первом из этих условий может быть заменен, как указывалось, более точным множителем 1,8.

Интегрирование уравнений (10.5) и (10.6) происходит так. Задавая несколько определенных значений для $J_\nu(0)$ [а следовательно, по условию $2 J_\nu(0) = H_\nu(0)$ и для $H_\nu(0)$], для каждого из них производится численное интегрирование уравнений (10.5) и (10.6). То значение $J_\nu^*(0)$, при котором J_ν для больших τ_ν стремится к B_ν , и является искомым граничным значением. Соответствующий этому граничному значению $J_\nu^*(0)$ поток $\pi H_\nu(0)$ является решением поставленной задачи. Поскольку таким путем находится изменение J_ν с τ_ν , мы можем с помощью исходного уравнения найти и выходящую на поверхность Солнца интенсивность $I_\nu(0, \vartheta)$ для различных углов ϑ .

Описанный численный метод является вообще довольно точным, тем более, что на основании полученных результатов мы можем уже оценить более надежно отношение $J_\nu(0)$ к $H_\nu(0)$ и тем самым вновь провести интегрирование уравнений (10.5) и (10.6). Однако этот способ неудобен тем, что он требует большой затраты времени на численное интегрирование. Действительно, указанное интегрирование уравнений (10.5) и (10.6) следует производить для целого ряда точек (частот) внутри линии. Поэтому предпочтительно иметь более быстрый метод.

4. Решение уравнения переноса для слабых линий. В качестве третьего метода рассмотрим данное Унзольдом решение уравнения (9.32) для слабых линий и для самых внешних частей крыльев сильных и средних линий. Для остаточных интенсивностей $r_\nu < 0,85$ этот метод уже непригоден. Как мы увидим, слабые линии играют

в ряде случаев, и особенно в вопросе о химическом составе фотосферы, чрезвычайно важную роль. Поэтому представляется необходимым рассмотреть указанную теорию более подробно.

Для того чтобы решить уравнение (9.32), введем функцию S_ν , определяемую равенством

$$\sigma_\nu^0 J_\nu + (\kappa_\nu + \kappa_\nu^0) B_\nu = (\kappa_\nu + \sigma_\nu^0 + \kappa_\nu^0) S_\nu. \quad (10.21)$$

Уравнение (9.32) примет тогда вид

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{\rho dh} = (\kappa_\nu + \sigma_\nu^0 + \kappa_\nu^0) I_\nu(\vartheta) - (\kappa_\nu + \sigma_\nu^0 + \kappa_\nu^0) S_\nu. \quad (10.22)$$

Введем теперь оптическую толщину $dz_\nu (= dx_\nu)$:

$$dz_\nu = (\kappa_\nu + \sigma_\nu^0 + \kappa_\nu^0) \rho dh. \quad (10.23)$$

Тогда (10.22) запишется так:

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{dz_\nu} = I_\nu(\vartheta) - S_\nu(z_\nu). \quad (10.24)$$

Получим теперь для $S_\nu(z_\nu)$ интегральное уравнение.

Уравнение переноса (10.24) совершенно тождественно основному уравнению (3.12). Поэтому для интенсивностей в соответствующих полусферах мы можем использовать решения (3.36) и (3.37), вставив вместо B_ν функцию S_ν . В результате получим для J_ν :

$$\begin{aligned} J_\nu &= \int I_\nu(\vartheta) \frac{d\omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left\{ \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_\nu(\vartheta, z_\nu) \sin \vartheta d\vartheta + \int_0^{\frac{\pi}{2}} I'_\nu(\psi, z_\nu) \sin \psi d\psi \right\} = \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\int_{z_\nu}^{\infty} S_\nu(x_\nu) e^{-(x_\nu - z_\nu) \sec \vartheta} \sec \vartheta dx_\nu \right] \sin \vartheta d\vartheta + \right. \\ &\quad \left. + \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\int_0^{z_\nu} S_\nu(x_\nu) e^{-(z_\nu - x_\nu) \sec \psi} \sec \psi dx_\nu \right] \sin \psi d\psi \right\}. \quad (10.25) \end{aligned}$$

Изменим в (10.25) порядок интегрирования и введем вместо ϑ и ψ новую переменную w соотношениями $\sec \vartheta = w$ и $\sec \psi = w$. Тогда, учитывая определяющее соотношение (6.35), мы сможем (10.25) переписать так:

$$J_\nu = \frac{1}{2} \left\{ \int_{z_\nu}^{\infty} S_\nu(x_\nu) Ei_1(x_\nu - z_\nu) dx_\nu + \int_0^{z_\nu} S_\nu(x_\nu) Ei_1(z_\nu - x_\nu) dx_\nu \right\}, \quad (10.26)$$

где функция Ei_1 определяется выражением (6.35). Выражение (10.26) мы можем записать так:

$$J_\nu(z_\nu) = \frac{1}{2} \int_0^\infty S_\nu(x_\nu) Ei_1(|z_\nu - x_\nu|) dx_\nu. \quad (10.27)$$

Вводя это J_ν в формулу (10.21), мы получим для S_ν неоднородное интегральное уравнение

$$\begin{aligned} (x_\nu + x_\nu^0 + \sigma_\nu^0) S_\nu(z_\nu) = \\ = (x_\nu + x_\nu^0) B_\nu(z_\nu) + \frac{\sigma_\nu^0}{2} \int_0^\infty S_\nu(x_\nu) Ei_1(|z_\nu - x_\nu|) dx_\nu. \end{aligned} \quad (10.28)$$

Для слабых линий, а также для внешних частей крыльев средних и сильных линий, x_ν^0 и σ_ν^0 значительно меньше x_ν . Следовательно, второй член правой части (10.28) — небольшая поправка. Поэтому введем в указанный член (под знаком интеграла) приближенное значение для S_ν , положив в (10.28) равным нулю тот же второй «поправочный» член правой части (10.28). В связи со сказанным мы введем под интеграл следующее выражение для S_ν :

$$S_\nu(z_\nu) = \frac{x_\nu + x_\nu^0}{x_\nu + x_\nu^0 + \sigma_\nu^0} B_\nu(z_\nu). \quad (10.29)$$

Учитывая же, что в нашем случае $x_\nu^0 \ll x_\nu$ и $\sigma_\nu^0 \ll x_\nu$, можно считать, что $S_\nu(z_\nu) \approx B_\nu(z_\nu)$. Используя этот результат, мы можем (10.28) переписать так:

$$\begin{aligned} (x_\nu + x_\nu^0 + \sigma_\nu^0) S_\nu(z_\nu) = \\ = (x_\nu + x_\nu^0) B_\nu(z_\nu) + \frac{\sigma_\nu^0}{2} \int_0^\infty B_\nu(x_\nu) Ei_1(|z_\nu - x_\nu|) dx_\nu. \end{aligned} \quad (10.30)$$

Вычислим теперь интересующий нас поток $H_\nu(0)$ на поверхности звезды. На основании формул (2.5) и (3.36), в которых мы должны положить $\tau_\nu = 0$ и вместо B_ν ввести S_ν , найдем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} H_\nu(0) &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_\nu(0, \vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta = \\ &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta \int_0^\infty S_\nu(z_\nu) e^{-z_\nu \sec \vartheta} \sec \vartheta dz_\nu. \end{aligned} \quad (10.31)$$

Меняя порядок интегрирования и вводя новую переменную w соотношением $\sec \vartheta = w$, мы получим с помощью (6.35):

$$\frac{1}{2} H_v(0) = \int_0^{\infty} S_v(z_v) Ei_2(z_v) dz_v. \quad (10.32)$$

Внося $S_v(z_v)$ из (10.30) в (10.32), получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} H_v(0) = & \int_0^{\infty} \frac{x_v + x_v^0}{x_v + x_v^0 + \sigma_v^0} B_v(z_v) Ei_2(z_v) dz_v + \\ & + \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \frac{\sigma_v^0}{x_v + x_v^0 + \sigma_v^0} \left\{ \int_0^{\infty} B_v(x_v) Ei_1(|z_v - x_v|) dx_v \right\} Ei_2(z_v) dz_v. \end{aligned} \quad (10.33)$$

Произведем в (10.33) следующие преобразования. В первом интеграле этого выражения введем вместо dz_v дифференциалы $d\tau_v$ и $d\tau_v^0$:

$$\frac{x_v + x_v^0}{x_v + x_v^0 + \sigma_v^0} dz_v = x_v \rho dh + x_v^0 \rho dh = d\tau_v + d\tau_v^0. \quad (10.34)$$

Далее, мы воспользуемся следующим дифференциальным соотношением, вытекающим из определяющего равенства (6.35):

$$\frac{dEi_n(x)}{dx} = -Ei_{n-1}(x). \quad (10.35)$$

На основании этого выражения мы можем написать:

$$Ei_2(x + \Delta x) = Ei_2(x) - Ei_1(x) \Delta x. \quad (10.35a)$$

Вводя теперь оптическую толщину τ_v^s соотношением $d\tau_v^s = \sigma_v^0 \rho dh$ и учитывая, что в нашем случае $\tau_v^0 + \tau_v^s \ll \tau_v$, на основании (10.35a) получим:

$$Ei_2(z_v) = Ei_2(\tau_v + \tau_v^0 + \tau_v^s) = Ei_2(\tau_v) - (\tau_v^0 + \tau_v^s) Ei_1(\tau_v) + \dots \quad (10.36)$$

Это выражение для $Ei_2(z_v)$ мы вставим в первый интеграл формулы (10.33), учтя одновременно равенство (10.34). Далее, во втором интеграле формулы (10.33) мы примем во внимание определяющее равенство (10.23), а также учитывая, что $\tau_v^0 + \tau_v^s \ll \tau_v$, напомним τ_v

вместо z_v . В результате получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} H_v(0) = & \int_0^\infty B_v(\tau_v) Ei_2(\tau_v) d\tau_v - \int_0^\infty B_v(\tau_v) Ei_1(\tau_v) (\tau_v^0 + \tau_v^\sigma) d\tau_v + \\ & + \int_0^\infty B_v(\tau_v) Ei_2(\tau_v) d\tau_v^0 + \\ & + \int_0^\infty \frac{1}{2} Ei_2(\tau_v) d\tau_v^\sigma \int_0^\infty B_v(x_v) Ei_1(|\tau_v - x_v|) dx_v. \quad (10.37) \end{aligned}$$

При преобразовании первого интеграла формулы (10.33) мы по понятной причине пренебрегли в выражении $(\tau_v^0 + \tau_v^\sigma)(x_v + x_v^0) \rho dh$ вторым членом второй скобки, т. е. вместо этого выражения написали $(\tau_v^0 + \tau_v^\sigma) d\tau_v$.

Произведем теперь последнее преобразование выражения для $H_v(0)$. А именно, для вычисления второго интеграла правой части (10.37) введем следующую функцию, зависящую от τ_v :

$$\Phi(\tau_v) = \int_{\tau_v}^\infty B_v(\tau_v) Ei_1(\tau_v) d\tau_v. \quad (10.38)$$

Тогда интегрирование по частям дает:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \tau_v^\sigma B_v(\tau_v) Ei_1(\tau_v) d\tau_v &= -\tau_v^\sigma \Phi(\tau_v) \Big|_0^\infty + \int_0^\infty \Phi(\tau_v) d\tau_v^\sigma = \\ &= \int_0^\infty \Phi(\tau_v) d\tau_v^\sigma. \quad (10.39) \end{aligned}$$

Подобное же выражение мы получим и для члена с τ_v^0 . В результате указанных преобразований выражение (10.37) примет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} H_v(0) = & \int_0^\infty B_v(\tau_v) Ei_2(\tau_v) d\tau_v - \int_0^\infty [\Phi(\tau_v) - B_v(\tau_v) Ei_2(\tau_v)] d\tau_v^0 - \\ & - \int_0^\infty \left\{ \Phi(\tau_v) - \frac{1}{2} Ei_2(\tau_v) \int_0^\infty B_v(x_v) Ei_1(|\tau_v - x_v|) dx_v \right\} d\tau_v^\sigma. \quad (10.40) \end{aligned}$$

Полагая x_v^0 и σ_v^0 равными нулю, мы получим, очевидно, поток $H_v^0(0)$ для непрерывного излучения, т. е. для того случая,

если бы в данной частоте не было селективного рассеяния и поглощения. На основании (10.40) найдем:

$$\frac{1}{2} H_v^0(0) = \int_0^{\infty} B_v(\tau_v) Ei_2(\tau_v) d\tau_v. \quad (10.41)$$

Написав теперь:

$$d\tau_v^0 = \frac{x_v^0}{x_v} d\tau_v \text{ и } d\tau_v^s = \frac{\sigma_v^0}{x_v} d\tau_v, \quad (10.42)$$

мы получим для глубины линии $R_v = 1 - r_v$ следующее выражение:

$$\begin{aligned} R_v &= \frac{H_v^0(0) - H_v(0)}{H_v^0(0)} = \int_0^{\infty} G_1(\tau_v) d\tau_v^0 + \int_0^{\infty} G_2(\tau_v) d\tau_v^s = \\ &= \int_0^{\infty} \frac{x_v^0}{x_v} G_1(\tau_v) d\tau_v + \int_0^{\infty} \frac{\sigma_v^0}{x_v} G_2(\tau_v) d\tau_v, \end{aligned} \quad (10.43)$$

где $G_1(\tau_v)$ и $G_2(\tau_v)$ суть весовые функции, определяемые только зависимостью B_v от τ_v :

$$G_1(\tau_v) = \frac{\Phi(\tau_v) - B_v(\tau_v) Ei_2(\tau_v)}{\int_0^{\infty} B_v(\tau_v) Ei_2(\tau_v) d\tau_v}, \quad (10.44)$$

$$G_2(\tau_v) = \frac{\Phi(\tau_v) - \frac{1}{2} Ei_2(\tau_v) \int_0^{\infty} B_v(x_v) Ei_1(|\tau_v - x_v|) dx_v}{\int_0^{\infty} B_v(\tau_v) Ei_2(\tau_v) d\tau_v}. \quad (10.45)$$

Зависимость $B_v(\tau_v)$ от τ_v , а следовательно, и функции $G_1(\tau_v)$ и $G_2(\tau_v)$ дает теория фотосфер. Для Солнца указанная зависимость может быть найдена из установленного на основе наблюдений закона

потемнения (для различных частот, см. § 7). Отношения $\frac{x_v^0}{x_v}$ и $\frac{\sigma_v^0}{x_v}$ являются известными функциями (см. § 11) плотности, давления, температуры и т. д., причем в свою очередь распределение этих физических параметров должно быть известно из теории фотосфер. Таким образом, при заданных $G_1(\tau_v)$ и $G_2(\tau_v)$ вычисление R_v для данной частоты сводится к простому вычислению интегралов формулы (10.43). Это крайне облегчает изучение контуров. Однако следует помнить, что рассмотренный способ применим лишь для крыльев

средних и сильных линий и для слабых линий (в общем для тех случаев, где $R_\nu \leq 0,15$).

Интегральное уравнение (10.30) для функции $S(z_\nu)$ может быть использовано не только для вычисления потока $H_\nu(0)$ на границе, но и для вычисления выходящей интенсивности $I_\nu(\vartheta, 0)$, т. е. для вычисления глубины $R_\nu(\vartheta)$, соответствующей углу выхода ϑ .

Помимо изложенных здесь способов решения уравнений переноса (9.29), (9.30) и (9.32), различными авторами предлагались различные методы. Однако в подавляющем большинстве эти методы связаны с упрощающими физическими или математическими предположениями, а поэтому имеют ограниченный интерес. Чаще всего они связаны с предположениями о линейном разложении функции B_ν и о постоянстве величин η_ν и ϵ_ν . Все это, как мы уже указывали ранее, сильно отличается от действительности.

§ 11. Коэффициенты селективного поглощения

1. Связь между коэффициентами поглощения и коэффициентами перехода. В настоящем параграфе мы рассмотрим вопрос о коэффициентах селективного поглощения, т. е. о коэффициентах поглощения внутри спектральных линий. Этот вопрос является вопросом о тех факторах, которые определяют конечную ширину линий поглощения в звездных (и солнечном) спектрах. Коэффициенты селективного поглощения являются функциями, которые дают распределение полного числа процессов поглощения $n_i B_{ik} \rho_{\nu ik}$ в конечном интервале частот.

Имея в виду дальнейшие приложения, мы выведем для коэффициента поглощения интегральную формулу, имеющую большое применение в астрофизике.

Пусть n_i и n_k — число атомов в i -м и k -м состоянии возбуждения в 1 см^3 . Пусть, далее, атомный коэффициент селективного поглощения, соответствующий переходу $i \rightarrow k$, будет s_{ν} . Пусть излучение, падающее на рассматриваемые атомы, имеет плотность ρ_ν . Допустим, что в пределах той области (обычно весьма узкой), где s_{ν} достаточно велик, плотность излучения меняется с частотой слабо. Напомним, что это условие должно осуществляться и при применении коэффициентов перехода A_{ik} , B_{ik} , B_{ki} .

Напишем выражения для числа переходов $i \rightarrow k$, совершающихся в 1 см^3 за 1 сек. Посредством коэффициентов перехода это число будет определяться формулой (5.38):

$$n_{i \rightarrow k} = n_i \rho_{\nu ik} B_{ik}. \quad (11.1)$$

Напишем теперь выражение для $n_{i \rightarrow k}$ при помощи коэффициента s_{ν} . Для числа актов поглощения $(n_{i \rightarrow k})_{\nu}$ внутри интервала частот $d\nu$

мы можем на основании формулы (5.47) написать:

$$(n_i \rightarrow k)_\nu d\nu = n_i s_\nu \frac{c d\nu}{h\nu} \rho_\nu. \quad (11.2)$$

Для того чтобы получить $n_i \rightarrow k$, мы должны это равенство проинтегрировать по частоте. В результате получим:

$$n_i \rightarrow k = \int (n_i \rightarrow k)_\nu d\nu = n_i \frac{c}{h} \int \rho_\nu \frac{s_\nu}{\nu} d\nu. \quad (11.3)$$

Далее, ввиду узости той области, где s_ν достаточно велик, мы можем ρ_ν и ν в (11.3) вынести из-под знака интеграла. Это даст:

$$n_i \rightarrow k = n_i \frac{c}{h\nu_{ik}} \rho_{\nu_{ik}} \int s_\nu d\nu. \quad (11.4)$$

Приравнявая (11.1) к (11.4), мы получим:

$$\int s_\nu d\nu = \frac{h\nu_{ik}}{c} B_{ik}. \quad (11.5)$$

Согласно этой формуле интеграл от коэффициента поглощения является постоянной величиной и, следовательно, не зависит от механизма, расширяющего данную линию.

Теперь мы должны познакомиться с основными процессами, определяющими вид s_ν . При этом мы будем пользоваться наряду с квантовыми и классическими представлениями.

2. Затухание вследствие излучения. Рассмотрим процессы затухания классического атома-осциллятора вследствие излучения.

Энергия излучающего осциллятора в представлениях классической электродинамики убывает согласно закону

$$E = E_0 e^{-\gamma_0 t}, \quad (11.6)$$

где

$$\gamma_0 = \frac{8\pi^2 e^2 \nu_0^2}{3m_e c^3}. \quad (11.7)$$

называется *декрементом затухания*. Волны, излучаемые таким затухающим осциллятором, создают не бесконечно тонкую спектральную линию, а линию конечной ширины. Строго монохроматическое излучение (т. е. абсолютно резкая линия излучения) получается только в том случае, если мы имеем дело с бесконечной последовательностью волн постоянной амплитуды.

Действительное распределение излучения по частотам мы получим, разлагая указанное колебание на чисто гармонические составляющие (с помощью интеграла Фурье) [11]. Соответственно и процесс поглощения оказывается немонохроматическим. Поглощаемая энергия распределяется определенным образом внутри конечного интервала

частот. Классическая теория дисперсии дает следующее выражение для коэффициента селективного поглощения:

$$s_\nu = \frac{e^2}{m_e c} \frac{\gamma_0}{4\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma_0}{4\pi}\right)^2}, \quad (11.8)$$

где ν_0 — *собственная частота* колебания осциллятора, γ_0 — постоянная затухания, определяемая формулой (11.7).

Написанный коэффициент поглощения рассчитан на один осциллятор. Кроме того, формула (11.8) справедлива лишь для достаточно узкого интервала частот внутри линии поглощения, где ν близко к ν_0 . (Заметим, что та же зависимость от частоты получается и для процесса излучения осциллятора.)

Величина γ_0 именуется *естественной шириной линии*. Это название связано с тем, что в шкале круговых частот $\omega = 2\pi\nu$ коэффициент поглощения, как это следует из (11.8), убывает на расстоянии $\omega - \omega_0 = \frac{\gamma_0}{2}$ вдвое. Удваивая же эту величину, для того чтобы учесть обе части контура s_ν по обе стороны от частоты ν_0 , мы получим γ_0 . Поэтому γ_0 называется также иногда *полной полушириной коэффициента поглощения*.

Если величину γ_0 при помощи (11.7) и (4.38) выразить в шкале длин волн, то она оказывается не зависящей от λ и равной $1,18 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$.

Величина τ_0 , обратная постоянной затухания γ_0 , называется *временем затухания* осциллятора. Смысл этого определения ясен из формулы (11.6). Для линий D_1 и D_2 натрия, для которых средняя длина волны $\lambda = 5893 \text{ \AA}$, время затухания, вычисленное с помощью (11.7), равно $1,58 \cdot 10^{-8}$ сек.

При достаточных давлениях наряду с затуханием вследствие излучения существенную роль начинает играть затухание осциллятора вследствие столкновений. При каждом столкновении колебание осциллятора на момент прекращается, и почти тотчас же возбуждается новое колебание с произвольной фазой и амплитудой. Иначе говоря, столкновения укорачивают последовательность излучаемых волн и тем самым также увеличивают немонохроматичность спектральной линии.

Соответствующий анализ [30, § 87] показывает, что затухание вследствие столкновений (пока без учета затухания вследствие излучения) приводит к коэффициенту поглощения в точности такого же вида, как и (11.8). Однако в этом случае вместо величины γ_0 следует подставить новую постоянную затухания — постоянную затухания вследствие столкновений γ_c . Постоянная γ_c оказывается связанной со средним временем τ_c между двумя столкновениями соотношением

$$\gamma_c = \frac{2}{\tau_c} \quad (11.9)$$

(в то время как для затухания вследствие излучения мы имеем соотношение $\gamma_0 = \frac{1}{\tau_0}$).

Если, наконец, учесть одновременно затухание вследствие излучения и затухание вследствие столкновений, то опять-таки вид коэффициента поглощения остается тем же самым — формула (11.8), — но в эту формулу необходимо ввести эффективную постоянную затухания γ , определяемую равенством

$$\gamma = \gamma_0 + \gamma_c. \quad (11.10)$$

Столкновения при образовании линий поглощения звездных спектров во многих случаях играют очень большую роль.

Во всех указанных случаях коэффициент поглощения s_ν , задаваемый формулами, подобными (11.8), рассчитан на один осциллятор. Переход от числа осцилляторов $\bar{n}$ к числу атомов n , находящихся в состоянии, с которого начинаются переходы, образующие данную линию поглощения, совершается при помощи введения так называемой *силы осциллятора* f :

$$\bar{n} = fn. \quad (11.11)$$

Таким образом, сила осциллятора f дает число классических осцилляторов, которое заменяет поглощающее действие одного атома в данной линии.

Оказывается, что в этом случае коэффициент поглощения на один атом выражается формулой того же типа, что и (11.8), с той разницей, что вместо γ_0 следует написать $\gamma_0 + \gamma_c$ и все выражение помножить на силу осциллятора, соответствующую данной линии:

$$s_\nu = \frac{e^2}{m_e c} \frac{\gamma}{4\pi} \frac{f}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{4\pi}\right)^2}. \quad (11.12)$$

Если мы возьмем интеграл от обеих частей (11.12) по частоте от 0 до $+\infty$, то найдем:

$$\int_0^\infty s_\nu d\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} f. \quad (11.13)$$

Сравнивая выражения (11.5) и (11.12), получим:

$$f_{ik} = \frac{m_e h \nu_{ik}}{\pi e^2} B_{ik}, \quad (11.14)$$

или с помощью (5.40) и (11.7):

$$f_{ik} = \frac{g_k}{g_i} \frac{m_e c^3}{8\pi^2 e^2 \nu_{ik}^2} A_{ki} = \frac{g_k}{g_i} \frac{A_{ki}}{3\gamma_0}. \quad (11.15)$$

Для того чтобы подчеркнуть, что речь идет о переходах $i \rightarrow k$ атома квантовой теории, мы при силе осциллятора f поставили значок ik .

Теперь рассмотрим вопрос об уширении линий поглощения в представлении современной квантовой механики.

Пусть n_k возбужденных атомов заключено в 1 см^3 . Пренебрегая вынужденными переходами (как вниз, так и вверх от уровня k), для закона уменьшения n_k со временем мы можем написать очевидное выражение

$$\frac{dn_k}{dt} = -n_k \sum_i A_{ki}. \quad (11.16)$$

Интегрируя это выражение, находим:

$$n_k = (n_k)_0 e^{-\gamma_k t}, \quad (11.17)$$

где $(n_k)_0$ — число n_k для $t=0$, в то время как

$$\gamma_k = \sum_i A_{ki} = \frac{1}{\tau_k}. \quad (11.18)$$

Если обе части (11.17) помножить на $\sum_i A_{ki} h\nu_{ik}$, то закон (11.17) для убывания суммарной энергии возбуждения совершенно подобен классическому закону (11.6). Поэтому и здесь величину γ_k мы можем называть *постоянной затухания*, а величину τ_k *временем затухания*.

Величина τ_k является вместе с тем *средним временем жизни* атома в состоянии k или просто средним временем жизни состояния k . Действительно, вероятность того, что средняя продолжительность пребывания атома в возбужденном состоянии k заключена между t и $t+dt$, пропорциональна согласно (11.17) дифференциалу $e^{-\gamma_k t} \gamma_k dt$. Следовательно, среднее (взвешенное) время жизни $\bar{t}_k$ атома в состоянии k будет равно:

$$\bar{t}_k = \frac{\int_0^\infty t e^{-\gamma_k t} \gamma_k dt}{\int_0^\infty e^{-\gamma_k t} \gamma_k dt} = \frac{1}{\gamma_k} = \tau_k, \quad (11.19)$$

что и требовалось доказать.

Величину τ_k , а вместе с тем и γ_k можно найти по формуле (11.18), если известны A_{ki} для всех нижележащих переходов. Если же атомы находятся в достаточно сильном поле излучения (высокая температура излучения), то необходимо учитывать не только самопроизвольные переходы с уровня k вниз, но и переходы под действием излучения как вверх, так и вниз (вынужденное излучение). В результате для τ_k и γ_k мы можем вместо (11.18) написать:

$$\gamma_k = \frac{1}{\tau_k} = \sum_i A_{ki} + \sum_i \rho_{\nu_{ik}} B_{ki} + \sum_i \rho_{\nu_{ok}} B_{ko} + Z_{\text{ф.ион}}^k. \quad (11.20)$$

Первая сумма правой части (11.20) учитывает самопроизвольные переходы вниз с уровня k , вторая — вынужденные переходы также вниз, третья сумма дает все возможные (дискретные) переходы с уровня k вверх и, наконец, последний член правой части (11.20) дает фотоионизационные переходы с уровня k . Последние должны вычисляться в соответствии с выражением (8.6), которое, конечно, должно быть предварительно поделено на $n_{r,k}$.

Конечность среднего времени жизни атома в возбужденном состоянии приводит в соответствии с так называемым *соотношением неопределенности* к размытию данного энергетического уровня. При этом, как видно из известной формулы

$$\Delta E \Delta t \approx \frac{h}{2\pi}, \quad (11.21)$$

размытость какого-либо уровня тем больше, чем меньше среднее время жизни атома на этом уровне.

Если возбуждение атома в состояние k происходит под действием света с постоянной интенсивностью в данном интервале частот или же происходит под действием столкновений с частицами, обладающими всеми возможными скоростями, то при конечной величине средней продолжительности жизни атома вероятность того, что атом, находящийся в состоянии k , будет обладать энергией, заключенной в пределах от E до $E + dE$, равна:

$$W(E) dE = \frac{\gamma_k}{h} \frac{dE}{\left(\frac{2\pi}{h}\right)^2 (E - E_k)^2 + \left(\frac{\gamma_k}{2}\right)^2}. \quad (11.22)$$

При этом нормировка (11.22) такова, что $\int W(E) dE = 1$.

Если теперь мы имеем дело с переходами между уровнями i и k , причем для каждого из них применимо распределение (11.22), то, как можно показать [2, стр. 192], вероятность излучения или поглощения кванта в области частот от ν до $\nu + d\nu$ будет равна:

$$P_\nu d\nu = \frac{(\gamma_k + \gamma_i) d\nu}{4\pi^2 (\nu - \nu_{ik})^2 + \frac{1}{4} (\gamma_k + \gamma_i)^2}. \quad (11.23)$$

Следовательно, мы имеем такое же распределение, как и в случае (11.12), но с $\gamma_0 = \gamma_i + \gamma_k$.

Учитывая, наконец, нормирующее выражение (11.13) для коэффициента s_ν , пропорционального P_ν , мы приходим к тому выводу, что для s_ν можно использовать то же классическое выражение (11.12), но при этом величину γ_0 следует заменять на сумму постоянных γ_i и γ_k . Поэтому с точки зрения квантовой теории мы должны для s_ν написать:

$$s_\nu = \frac{e^2}{m_0 c} \delta_{ik} \frac{f}{(\nu - \nu_{ik})^2 + \delta_{ik}^2} = \frac{c^2}{8\pi^2 \nu_{ik}^2} \frac{g_k}{g_i} \frac{A_{ki} \delta_{ik}}{(\nu - \nu_{ik})^2 + \delta_{ik}^2}, \quad (11.24)$$

где

$$\delta_{ik} = \frac{\Gamma_{ik}}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} (\gamma_i + \gamma_k + \gamma_c) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k} + \frac{2}{\tau_c} \right). \quad (11.25)$$

Таким образом, в квантовой формуле учитывается существование затухания и в нижнем состоянии.

Если нижний уровень i является основным уровнем атома, то для него среднее время жизни велико, а следовательно, мала постоянная γ_i ; поэтому основной уровень может рассматриваться как резкий

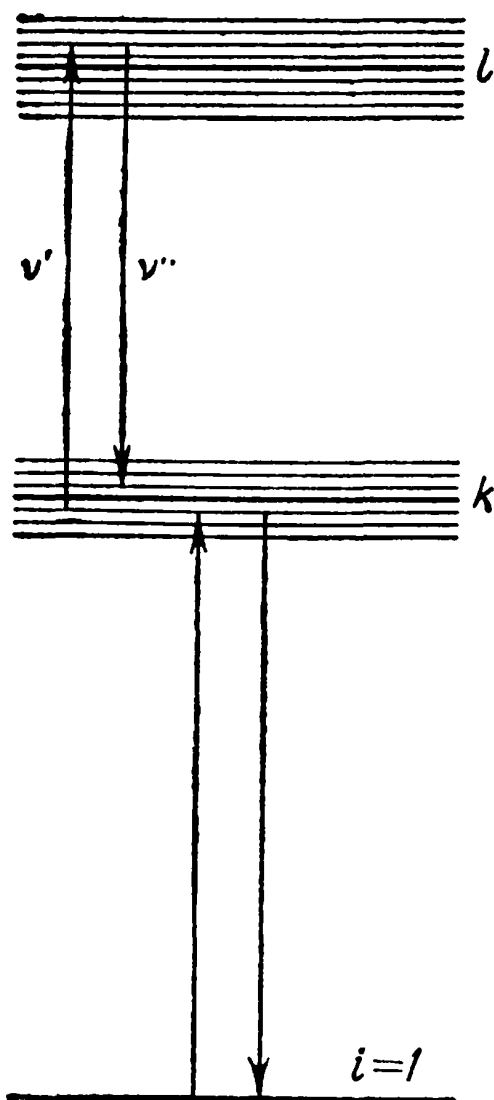


Рис. 24.

(если, конечно, поле излучения в частотах переходов из нижнего состояния в верхнее не слишком велико). Таким образом, для линий, начинающихся с основного уровня, первый член в скобках (11.25) выпадает. Схематическое изображение основного уровня и двух возбужденных k и l представлено на рис. 24. Энергетическая размытость уровней k и l представлена на рисунке совокупностью параллельных линий.

Теперь мы должны отметить следующее важное обстоятельство. Как это следует из § 9, наряду с процессами селективного поглощения в теории звездных линий поглощения весьма существенную роль играют процессы переизлучения поглощаемой энергии. При этом в § 9, а следовательно, и в § 10 считалось, что мы имеем дело с процессами когерентного переизлучения, когда поглощенному кванту соответствует переизлученный квант в точности с той же частотой. Совершенно очевидно, что это условие для переходов между возбужденными уровнями не может соблюдаться. Действительно,

из рис. 24 следует, что поглощение кванта с частотой ν' может привести к переизлучению кванта с частотой ν'' , хотя и близкой к частоте ν' , но отличной от нее. В этом же случае уравнения переноса (9.6), (9.29), (9.30) и (9.32) и основное выражение для коэффициента излучения (рассеяние) перестают быть верными. Из рис. 24 следует, что когерентность излучения должна соблюдаться лишь для резонансной линии, т. е. для линии, нижний уровень которой основной, а верхний уровень — ближайший к основному. В этом случае частоты поглощенного и излученного квантов должны быть равны друг другу. Правда, в § 14 мы увидим, что и здесь имеются причины, нарушающие когерентность. Однако для резонансных линий отклонения от когерентности наименьшие. Фактически вся современная теория линий поглощения развита для когерентного

переизлучения. Поэтому мы будем пока иметь дело именно с этим случаем, и следовательно, речь будет идти в основном о резонансных линиях или во всяком случае о линиях, начинающихся с основного уровня. В этом последнем случае когерентность может нарушаться из-за того, например, что электрон, поднявшись с основного на какой-либо возбужденный уровень l , опустится назад не на основной же, а на возбужденный, но более низкий k (см. рис. 24), и частоты поглощенного и излученного квантов будут просто соответствовать разным линиям данного атома [2, § 46].

3. Тепловые и турбулентные движения атомов. Рассмотрим следующий процесс, ведущий к расширению линий, — эффект Доплера, связанный с движением поглощающих и излучающих атомов. Здесь имеются две возможности: 1) тепловое движение атомов; так как в поглощении света всегда принимает участие большое число атомов, тепловые скорости которых по величине и по направлению имеют самые различные значения, то это неизбежно ведет (если бы даже затухание вследствие излучения и столкновений отсутствовало) к уширению линий поглощения; 2) как мы увидим в следующем параграфе, вещество звездных атмосфер (газ) характеризуется наличием нерегулярных массовых движений во всевозможных направлениях; по видимому, в движениях принимают участие газовые массы (отдельные сгущения) самых различных размеров. Эти движения получили в астрофизике наименование «турбулентных» движений, хотя природа этой «турбулентности» в ряде случаев может быть отличной от природы обычной турбулентности, рассматриваемой в гидродинамике. Совершенно очевидно, что и эти движения подобно тепловым движениям ведут к уширению линий поглощения.

Рассмотрим вначале только тепловой эффект Доплера, считая, что эффекты затухания вследствие излучения и столкновений отсутствуют, т. е. в формуле (11.24) $\delta_{lk} = 0$.

Пусть составляющая скорости атома в направлении луча зрения равна v . Тогда при наличии максвелловского распределения скоростей доля атомов, лучевые скорости которых заключены между v и $v + dv$, будет равна:

$$\frac{dn}{n} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2} \frac{dv}{v_0} \quad (11.26)$$

(интеграл от правой части (11.26) по всем v от $-\infty$ до $+\infty$ равен единице), причем $\frac{1}{2} v_0^2$ является средним значением v^2 :

$$\bar{v}^2 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} v^2 e^{-\left(\frac{v}{v_0}\right)^2} \frac{dv}{v_0} = \frac{1}{2} v_0^2. \quad (11.27)$$

Величина v_0 связана с температурой газа соотношением

$$v_0^2 = \frac{2RT}{\mu}, \quad (11.28)$$

где μ — атомный вес и R — газовая постоянная.

Закон распределения «турбулентных» скоростей внутри звездных атмосфер нам пока совершенно не известен. Если, постулируя хаотичность нерегулярных «турбулентных» движений, мы допустим, что и здесь имеет место закон распределения (11.26) с $v_0 = v_t$, то согласно правилу сложения дисперсий результирующее распределение скоростей у атомов будет иметь тот же вид (11.26), но с

$$v_0^2 = \frac{2RT}{\mu} + v_t^2. \quad (11.29)$$

Согласно принципу Допплера, проверенному впервые экспериментальным путем акад. А. А. Белопольским, смещение частоты или длины волны от нормальных значений определяется законом:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\nu - \nu_0}{\nu} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} = \frac{v}{c}, \quad (11.30)$$

причем здесь подразумеваются абсолютные значения разностей $\lambda - \lambda_0$ и $\nu - \nu_0$. Полагая

$$\frac{\Delta\nu_D}{\nu_0} = \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_0} = \frac{v_0}{c}, \quad (11.31)$$

мы получим для относительного распределения поглощающих и излучающих атомов по частотам внутри линии следующее выражение:

$$\text{или} \quad \left. \begin{aligned} \frac{dn}{n} &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2} \frac{d\nu}{\Delta\nu_D}, \\ \frac{dn}{n} &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \frac{d\lambda}{\Delta\lambda_D}, \end{aligned} \right\} \quad (11.32)$$

причем мы учли, что $d(\Delta\nu) = d\nu$ и $d(\Delta\lambda) = d\lambda$. Для чисто теплового движения

$$\text{и} \quad \left. \begin{aligned} \Delta\nu_D &= \frac{\nu}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = \frac{\nu}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \\ \Delta\lambda_D &= \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}, \end{aligned} \right\} \quad (11.33)$$

где k — постоянная Больцмана, m — масса данного атома.

Принимая во внимание пропорциональность между величиной $\frac{dn}{n}$ и коэффициентом поглощения s_ν , мы можем нормировку последнего

выполнить с помощью формул (11.5) и (11.14); при этом интегрирование можно вести от $\nu - \nu_0 = -\infty$ до $\nu - \nu_0 = +\infty$, ибо уже при небольших $\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}$ экспоненциальный множитель быстро стремится к нулю, и такое изменение пределов интегрирования существенных ошибок не внесет. В результате интегрирования получим:

$$s_{\nu} = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c} \frac{f_{ik}}{\Delta\nu_D} e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2}. \quad (11.34)$$

Сходное выражение получается и для s_{λ} .

Величины $\Delta\nu_D$ и $\Delta\lambda_D$ именуются *доплеровскими ширинами*. При $\nu - \nu_0 = \Delta\nu_D$ или $\lambda - \lambda_0 = \Delta\lambda_D$ коэффициент поглощения убывает в e раз. По формуле (11.33) легко подсчитать, что для температуры, равной эффективной температуре Солнца (5710°), доплерова ширина $\Delta\lambda_D$ для линии H_{α} водорода равна $0,212 \text{ \AA}$, для D_1 — линии нейтрального натрия ($\lambda = 5895,9 \text{ \AA}$) эта ширина равна $0,0399 \text{ \AA}$, для K — линии ионизованного кальция ($\lambda = 3933,7 \text{ \AA}$) она равна $0,0202 \text{ \AA}$. При $10\,000^\circ$ для тех же линий указанные величины соответственно: $0,281$; $0,0529$; $0,0267$. Таким образом, эти величины значительно больше, чем естественная ширина линии, равная по порядку $10^{-4} \text{ \AA}$.

4. Совместное действие затухания и движения атомов. Прямое применение (11.34) к определению поглощения в каком-либо газовом слое возможно только, если число поглощающих атомов не слишком велико. При дальнейшем повышении числа поглощающих атомов начинает сказываться роль расширения вследствие затухания. Таким образом, в общем случае следует учитывать оба эффекта совместно (эффект затухания и доплеровский эффект).

Коэффициент поглощения в этом общем случае мы можем получить следующим образом. Допустим, что атом, имеющий коэффициент поглощения, определяемый формулой (11.24), движется по отношению к наблюдателю со скоростью v . В этом случае центральная частота процесса поглощения ν_{ik} окажется смещенной на величину $\Delta\nu$, определяемую формулой (11.30). Для наблюдателя коэффициент поглощения на один такой атом в частоте ν будет равен:

$$\frac{e^2}{m_e c} \delta_{ik} \frac{f_{ik}}{(\nu - \nu_{ik} - \Delta\nu)^2 + \delta_{ik}^2}. \quad (11.35)$$

С другой стороны, относительная доля таких атомов равна согласно (11.32):

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2} d\Delta\nu, \quad (11.36)$$

ибо $d\nu = d(\nu - \nu_{ik}) = d\Delta\nu$.

Следовательно, поглощающий эффект, создаваемый рассматриваемыми атомами, будет определяться произведением выражений (11.35) и (11.36). Для того же, чтобы получить результирующий коэффициент поглощения, мы должны учесть, что в частоте ν поглощают не только данные атомы, движущиеся с лучевой скоростью v , но все атомы, обладающие всевозможными скоростями (по отношению к наблюдателю) от $v = -\infty$ до $v = +\infty$. Просуммировав поглощающий эффект всех этих атомов, мы получим:

$$s_\nu = \frac{e^2 \delta_{ik} f_{ik}}{\sqrt{\pi} m_e c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2} \frac{d\Delta\nu}{\Delta\nu_D}}{(\nu - \nu_{ik} - \Delta\nu)^2 + \delta_{ik}^2}. \quad (11.37)$$

При этом, конечно, учитывается, что интеграл от (11.36) по всевозможным $\Delta\nu$ равен единице. Положим далее:

$$y = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}, \quad p = \frac{\nu - \nu_{ik}}{\Delta\nu_D}, \quad a = \frac{\delta_{ik}}{\Delta\nu_D}. \quad (11.38)$$

Тогда (11.37) примет вид

$$\frac{s_\nu}{s_{\nu_0}} = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{a^2 + (p - y)^2} = \varphi(a, p), \quad (11.39)$$

где

$$s_{\nu_0} = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c} \frac{f_{ik}}{\Delta\nu_D}, \quad (11.40)$$

причем в соответствии с (11.34) величина s_{ν_0} равна центральному значению ($\nu = \nu_0$) коэффициента поглощения, определяемого только эффектом Допплера.

Из формулы (11.39) следует, что задача определения s_ν как функции ν сводится к вычислению интеграла правой части этой формулы, т. е. функции $\varphi(a, p)$. В общем виде указанный интеграл не берется. Однако для величин a , значительно меньших единицы ($a \ll 1$), он может быть достаточно точно вычислен с помощью различных разложений функций $\varphi(a, p)$ в ряд [2, § 44]. Опуская этот анализ, мы приведем лишь его окончательные результаты. Эти результаты важны потому, что случай $a \ll 1$ имеет место для подавляющего большинства линий поглощения, образующихся в звездных атмосферах.

Главнейшие из указанных результатов таковы. Приближенно для $a \ll 1$ коэффициент поглощения, даваемый формулой (11.39), может быть в разных частях линии представлен с помощью двух различных выражений: первого, определяемого только эффектом Допплера [в соответствии с формулой (11.34)], и второго, определяемого только затуханием [формула (11.24)]

Выражение (11.34) играет основную роль в центральных частотах вблизи $\nu = \nu_{ik}$; второе выражение (обусловленное затуханием) — для

более удаленных от центра частот, где доплеровское уширение не играет никакой роли [что следует из экспоненциального характера закона (11.34)]. В соединительной же промежуточной части коэффициент поглощения не может быть представлен ни формулой (11.24), ни формулой (11.34)*).

Для случая $a \ll 1$ величина s_v является фактически центральным значением s_v , вычисляемым согласно (11.40). Все эти выводы легко уяснить из рис. 25, на котором (левая шкала ординат) изображен график $-\lg \frac{s_v}{s_{v_0}}$ для переходов, создающих линию натрия D_1 .

Пунктиром изображены значения коэффициента поглощения, вычисленные при одном лишь затухании и при одном лишь доплеровском расширении.

При этом принято $T = 5700^\circ$. По оси абсцисс сверху отложены $|\lambda - \lambda_0|$ в $\text{\AA}$, снизу — величина p формулы (11.38). По оси ординат справа даны величины $-\lg \frac{s_v}{f}$, т. е. коэффициент поглощения на один осциллятор. Вычисления указывают**), что при этой температуре $a = 3,0 \cdot 10^{-3}$.

В связи с рис. 25, который для случая $a \ll 1$ имеет общий характер, сделаем следующие замечания. Во-первых, из этого рисунка следует, что доплерово ядро почти целиком определяет собой значение интеграла левой части основного выражения (11.5). Во-вторых, для случая $a \ll 1$ соединительная, промежуточная, часть s_v мала, так что практически на всем интервале частот мы можем пользоваться поочередно формулами (11.24) и (11.34).

Для тех случаев, когда a не удовлетворяет неравенству $a \ll 1$, следует пользоваться таблицами функции $\varphi(a, p)$, помещенными в конце книги (см. Приложение).

При росте a представление s_v в виде двух частей: доплеровой части и части, соответствующей затуханию, становится все менее точным. Это выражается в том, что соединительная, промежуточная, часть s_v делается с ростом a все большей, а правая часть формулы (11.39) для $p = 0$, т. е. для центра линии, перестает быть равной единице (впрочем, отличаясь от нее не очень сильно). Так, из

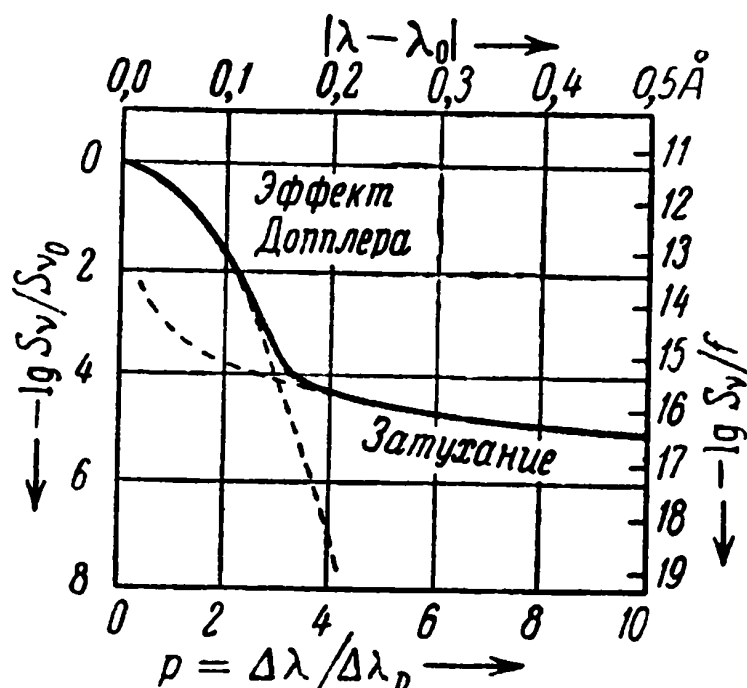


Рис. 25.

*) Таблицы, служащие для вычисления функции $\varphi(a, p)$, см. в конце настоящей книги.

**) Учитывается только затухание вследствие излучения.

указанных таблиц следует, что, например, для $a = 0,2$ отношение $\frac{s_{\nu}}{s_{\nu_0}}$ для $\lambda \approx \lambda_{ik}$ равно 0,809, так что теперь s_{ν_0} перестает быть значением s_{ν} для центра.

Однако в большинстве случаев, встречающихся на практике, a всегда мало, а поэтому в этих случаях мы можем s_{ν} составлять так, как указывалось выше, т. е. из двух выражений. Кроме того, для практических расчетов можно s_{ν_0} принимать в качестве центрального значения s_{ν} . Вообще же обоснованность такого метода следует в сомнительных случаях проверять с помощью вышеуказанных таблиц.

5. Эффекты давления. В заключение настоящего параграфа мы рассмотрим вопрос об уширении линий вследствие взаимодействия поглощающих атомов с окружающими частицами. Этот вид уширения линий носит общее название *эффект давления*, ибо он тем больше (при данной температуре), чем выше давление газа. Как мы увидим в двух следующих параграфах, в величине δ_{ik} [см. (11.25)] очень часто основную роль играет не затухание вследствие излучения (т. е. сумма $\gamma_i + \gamma_k$), а столкновения поглощающих атомов с окружающими их частицами ($\gamma_0 \gg \gamma_i + \gamma_k$). Кроме того, для водородных линий и некоторых гелиевых линий формула (11.24) оказывается по причине эффекта давления вообще неприменимой.

Эффект давления включает два следующих процесса:

1. Столкновения, при которых поглощающие атомы отдают свою энергию возбуждения окружающим частицам без последующего переизлучения (удары второго рода).

2. Столкновения между поглощающими атомами и соседними частицами, которые ведут к уширению линии поглощения без потери энергии возбуждения у атомов.

В первом случае столкновения ведут к переходу энергии возбуждения в тепло; таким образом, осуществляется истинное селективное поглощение, рассмотренное нами в конце § 9. В то же время, если бы основными процессами, определяющими энергетический баланс в линиях поглощения, были бы процессы истинного поглощения, то линии поглощения на краю Солнца исчезали бы (см. § 9), что противоречит наблюдениям. Другой вид потери энергии возбуждения — столкновения возбужденных атомов с молекулами. Здесь энергия возбуждения атома тратится на возбуждение столкнувшейся с ним молекулы. Эффективность такого рода процессов связана с большой сложностью системы термов молекул. Поэтому при столкновении молекулы с возбужденным атомом, энергия возбуждения которого равна ϵ_i , существует большая вероятность, что и у молекулы имеется переход с таким же значением ϵ_i . Однако и этот случай не может играть большой роли, ибо нейтральных водородных атомов, вызывающих уширение линий (см. далее) в атмосферах холодных звезд, гораздо больше, чем молекул. Поэтому и роль водородных атомов сказывается сильнее, чем молекул. В связи

с изложенным мы будем в дальнейшем рассматривать только второй из указанных случаев, который вызывает уширение линий без потери энергии возбуждения атомов.

Физический анализ соответствующих процессов показывает, что подход к решению данной проблемы может быть двояким. С одной стороны, рассматриваются процессы, о которых мы уже говорили и которые именуются затуханием атомов вследствие столкновений. С другой стороны, имеется в виду непосредственное воздействие соседних частиц на уровень энергии поглощающего атома. Это воздействие определяется совокупностью множества частиц, находящихся на различных расстояниях от атома, и, следовательно, оно может быть учтено методами статистики. В основном здесь подразумевается уширяющий межмолекулярный эффект Штарка (см. далее). Связь между обеими сторонами одного и того же эффекта давления выяснилась в самое последнее время. А именно, оказалось, что затухание вследствие столкновений играет основную роль в более центральных частях линий поглощения, в то время как «статистическая» часть эффекта — в более внешних частях. При данных физических условиях внутри каждой линии существует некоторое критическое расстояние $\Delta\lambda_g$, измеряемое от центра этой линии. Внутри области $\pm\Delta\lambda_g$ уширение вызывается затуханием вследствие столкновений, вне ее уширение определяется статистической теорией.

С другой стороны, в каждом отдельном случае условия взаимодействия между атомами и другими частицами (или даже между атомами того же рода) могут быть совершенно различными. Например, может происходить взаимодействие между нейтральными атомами, или между нейтральными атомами и ионами или электронами и т. д. Поэтому в различных случаях величина $\Delta\lambda_g$ может быть совершенно различной. В некоторых случаях $\Delta\lambda_g$ относительно столь мало, что практически внутри всей спектральной линии уширение описывается статистической теорией. В других случаях $\Delta\lambda_g$ столь велико, что внутри всей наблюдаемой линии основную роль играет затухание вследствие столкновений; в этом последнем случае статистическое уширение начинает играть заметную роль только для очень далеких частей крыльев, которые наблюдениями зарегистрированы быть не могут, ибо там уже $r_\nu \approx 1$.

Таким образом, чтобы выяснить, какой тип взаимодействия следует считать главным, мы должны определить физические условия, существующие в данной области звездной атмосферы, а также между какими частицами происходит взаимодействие.

Охарактеризуем кратко обе разновидности эффекта давления.

6. Уширение линий вследствие столкновений. Физическую сторону вопроса об уширении линий вследствие столкновений мы уже выяснили при введении постоянной γ_c . При каждом столкновении колебательный процесс, совершаемый гармоническим осциллятором, на момент прекращается и через весьма небольшой промежуток

времени возобновляется вновь, но уже с другой фазой. Таким образом, при построении соответствующей теории мы должны считать, что последовательность волн с частотой ν_0 время от времени испытывает перебои в фазе, причем изменение фазы при этих перебоях является каждый раз произвольным.

Исходным пунктом теории является характер изменения фазы при прохождении возмущающей частицы мимо поглощающего (или излучающего) атома. Если $\Delta\nu$ есть изменение частоты излучения атома в данный момент, обусловленное прохождением мимо атома возмущающей частицы, то полное изменение фазы $\Delta\varphi$ за все (очень краткое) время их взаимного сближения будет равно:

$$\Delta\varphi = 2\pi \int \Delta\nu dt, \quad (11.41)$$

где интегрирование распространено на все время сближения. Вычисление этого интеграла является одной из главнейших задач рассматриваемой теории.

Изучение всех физически возможных случаев показывает, что величина $\Delta\nu$ в зависимости от расстояния r между поглощающим (излучающим) атомом и возмущающей частицей может быть выражена следующим образом:

$$\Delta\nu = \frac{C}{r^k}, \quad (11.42)$$

где k — некоторое целое число, а C — постоянная. Постоянная C может быть определена из квантовомеханических расчетов или из лабораторных измерений. В случае, когда расширяющимися частицами являются ионы или электроны (за исключением линий водорода и некоторых линий гелия), изменение частоты у поглощающего (или излучающего) атома движущимся мимо него ионом или электроном можно рассматривать как квадратичный эффект Штарка (расщепление линий $\Delta\nu$ пропорционально квадрату силы поля $F = e/r^2$). Следовательно, мы можем положить:

$$\Delta\nu = \frac{C}{r^4}, \quad (11.43)$$

так что в данном случае $k = 4$. Измеряя силу поля в килвольтках (F в килвольтках $= F/0,3$ в единицах CGSE), а смещение $\Delta\lambda$ в Å, мы найдем:

$$\frac{c \Delta\lambda}{\lambda^2 \cdot 10^{-8}} = \frac{C}{e^2} \left(\frac{e}{r^2} \right)^2 = \frac{C}{e^2} \left(\frac{F}{0,3} \right)^2. \quad (11.44)$$

Таким образом, зная из лабораторных измерений величину расщепления $\Delta\lambda$ и силу поля F , при которой измерено это расщепление, мы из (11.44) можем определить и постоянную C .

Теперь мы рассмотрим основные случаи затухания вследствие столкновений, которые вызывают уширение линий в звездных атмосферах. Это случаи, соответствующие $k=3$, $k=4$ и $k=6$. Рассмотрим их по порядку [5, стр. 7].

$k=3$. В этом случае возмущающими частицами являются атомы того же элемента, уширение линий которого мы изучаем («расширение вследствие собственного давления»). Для величины γ_c здесь получается следующее выражение:

$$\gamma_c = 4\pi^3 C n, \quad (11.45)$$

где n — число возмущающих частиц данного рода в 1 см^3 [в рассматриваемом случае сами поглощающие (излучающие) атомы]. Величина C здесь приближенно равна:

$$C = \frac{e^2}{16\pi^2 m_e \nu_0} f_{ik}, \quad (11.46)$$

где f_{ik} — сила осциллятора, соответствующая данному переходу, а ν_0 , как обычно, — частота центра линии.

$k=4$. Этот случай мы уже рассмотрели выше. Возмущающими частицами являются ионы и электроны (квадратичный эффект Штарка). Для γ_c в данном случае получается:

$$\gamma_c = 38,8 C^{\frac{2}{3}} \bar{v}^{\frac{1}{3}} n. \quad (11.47)$$

В этой формуле опять-таки n — число возмущающих частиц (в данном случае электронов или ионов) в 1 см^3 , величина $\bar{v}$ — средняя относительная скорость возмущаемых и возмущающих частиц. Если атомный вес первых есть μ_1 , вес вторых — μ_2 , то по кинетической теории газов

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8}{\pi} RT \left(\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} \right)}, \quad (11.48)$$

где R — газовая постоянная, а T — кинетическая температура среды.

Величины C , как указывалось, определяются или лабораторным путем, или вычисляются согласно законам квантовой механики.

$k=6$. В этом случае расширение линий вызывается столкновениями возмущаемых атомов с атомами нейтрального водорода. Силы взаимодействия при $k=6$ относятся к типу сил Ван дер Ваальса. Здесь величина γ_c имеет следующий вид:

$$\gamma_c = 17,0 C^{\frac{2}{5}} \bar{v}^{\frac{3}{5}} n, \quad (11.49)$$

где n — число атомов нейтрального водорода в 1 см^3 , причем $\bar{v}$ определяется формулой (11.48), где $\mu_2 = 1,0080$.

В рассматриваемом случае получить лабораторным путем величину C чрезвычайно трудно. В связи с этим для нее пока используется

следующая приближенная формула:

$$C = \frac{e^2 \alpha}{h} \overline{R}_k^2. \quad (11.50)$$

В этой формуле α — поляризуемость нейтрального водородного атома, равная $6,63 \cdot 10^{-25} \text{ см}^3$, в то время как $\overline{R}_k^2$ — средний квадрат радиуса орбиты для верхнего (!) возбужденного состояния рассматриваемого перехода $i \rightarrow k$. Величина $\overline{R}_k^2$ была вычислена для ряда случаев. Приведем наиболее важные из них. Для D-линий натрия $\overline{R}_k^2 = 41 a_0^2$, где a_0 — атомная единица длины (радиус первой бордовской орбиты водородного атома). Для резонансных линий H и K ионизованного кальция $\overline{R}_k^2 = 23 a_0^2$; для резонансной линии кальция $4227 \text{ \AA}$ $\overline{R}_k^2 = 69 a_0^2$. С вышеуказанным значением $\overline{R}_k^2$ для D-линий натрия, например, величина C получается равной $2,65 \cdot 10^{-32}$.

Следует отметить, что все вышеприведенные формулы для γ_c можно было бы (что иногда делается) записать с помощью эффективных сечений уширения. Для этого можно воспользоваться формулой, связывающей τ_c с числом соударений $Z_{ст}$, испытываемых данным поглощающим атомом за 1 сек.:

$$\tau_c = \frac{1}{Z_{ст}}, \quad (11.51)$$

а также приближенной формулой, выражающей $Z_{ст}$ через эффективное сечение σ уширяющих столкновений:

$$Z_{ст} = \sigma n \bar{v}. \quad (11.52)$$

Используя эти формулы, мы получим с помощью (11.9):

$$\gamma_c = \frac{2}{\tau_c} = 2Z_{ст} = 2\sigma n \bar{v}. \quad (11.53)$$

Сравнивая (11.53) с (11.45), (11.47) и (11.49), мы можем оценить и соответствующие средние значения σ .

О применении формул (11.45), (11.47) и (11.49) мы скажем дальше. Сейчас же мы рассмотрим другую «разновидность» эффекта давления — статистическое уширение линий.

7. Статистическое уширение линий. Наиболее ярким примером статистического уширения является уширение, обусловленное *межмолекулярным эффектом Штарка*, происходящим от электростатических полей, которые создаются ионами и электронами. Из-за наличия этих полей частоты излучения (и поглощения) каждого атома смещаются по отношению к нормальному положению. И так как для любого атома конфигурация ближайших к нему заряженных частиц (ионов и электронов) является в общем случае различной, то

для различных атомов данного рода (в данный момент) будут различны и величины смещения линии. Результирующая линия поглощения в звездном (солнечном) спектре, как образованная большим числом атомов с различными смещениями частот поглощения, будет поэтому в целом расширена.

Следовательно, основной задачей рассматриваемой проблемы является установление закона, дающего вероятность $W(F)$ данной напряженности F в зависимости от самого поля F . Обычно при этом вводится некоторое «стандартное» поле F_0 , к которому и относят поле F :

$$F_0 = 2,61 en^{\frac{2}{3}}, \quad (11.54)$$

где n — число заряженных возмущающих частиц в 1 см^3 . Отношение F/F_0 обозначается обычно через β . Тогда задача сводится к тому, чтобы найти, какова вероятность $W(\beta) d\beta$ того, что величина β заключена между β и $\beta + d\beta$. Для того же, чтобы ответить на вопрос, какова вероятность того, что приращение частоты заключено в пределах от ν до $\nu + d\nu$, необходимо знать закон, дающий величину расщепления $\Delta\nu$ в зависимости от напряженности поля F . Мы должны различать два случая: 1. **Линейный эффект Штарка** (расщепление $\Delta\nu$ пропорционально возмущающему полю). Этот случай имеет место при расширении линий водорода, а также при не особенно больших расщеплениях для некоторых линий гелия. 2. **Квадратичный эффект Штарка** ($\Delta\nu$ пропорционально F^2). В данном случае расщепление линий меньше, чем в случае линейного эффекта. Вместе с тем квадратичный эффект Штарка ведет к появлению линий, запрещенных правилом отбора для орбитального числа l .

Рассмотрим линейный эффект Штарка для водородных линий. Каждый уровень (кроме первого) водородного атома, находящегося в электрическом поле, испытывает симметричное расщепление на несколько составляющих. Число последних растет с главным квантовым числом уровня.

Расстояние расщепленных уровней от нормального положения определяется формулой

$$\Delta E = h \Delta\nu = \frac{3}{8\pi^2} \frac{h^2}{em_e} F n n_F, \quad (11.55)$$

где произведение главного квантового числа n на электрическое число n_F дается таблицей 6 (стр. 162).

Возможность какого-либо перехода от уровня с главным квантовым числом n и электрическим числом n_F к уровню с числами n' и n'_F определяется соответствующими правилами отбора.

Как следует из таблицы 6 и формулы (11.55), ширина линии данной серии растет с главным квантовым числом верхнего уровня.

Т а б л и ц а 6

n	n_F	nn_F	Число составляю- щих
1	0	0	1
2	0, ± 1	0, ± 2	3
3	0, ± 1 , ± 2	0, ± 3 , ± 6	5
4	0, ± 1 , ± 2 , ± 3	0, ± 4 , ± 8 , ± 12	7
5	0, ± 1 , ± 2 , ± 3 , ± 4	0, ± 5 , ± 10 , ± 15 , ± 20	9

Следует заметить, что при очень сильных полях, превышающих $100\,000$ в/см, эффект Штарка из линейного переходит в квадратичный, причем картина расщепления линий перестает быть симметричной относительно нерасщепленного положения. Однако в звездных условиях таких полей, повидимому, не имеется.

Перейдем теперь к коэффициенту поглощения для бальмеровских линий, расширенных межмолекулярным эффектом Штарка. Этот коэффициент находится на основании распределения $W(\beta)$ с учетом всех разрешенных переходов между соответствующими уровнями с $n=2$ и $n=k$. Для чисто статического случая, когда возмущающие частицы (ионы и электроны) могут считаться по отношению к возмущаемому атому водорода неподвижными, подсчеты для коэффициента поглощения в крыльях линий бальмеровской серии дают формулу [2, § 47]:

$$s_\lambda = C \frac{F_0^{\frac{8}{5}}}{(\lambda - \lambda_0)^{\frac{5}{2}}}, \quad (11.56)$$

где для $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ постоянная C равна соответственно $3,13 \cdot 10^{-16}$; $0,885 \cdot 10^{-16}$; $0,442 \cdot 10^{-16}$; $0,309 \cdot 10^{-16}$, причем $\lambda - \lambda_0$ выражено в ангстремах.

Эта формула может использоваться только в крыльях линий бальмеровской серии. Сравнение теоретических и наблюдаемых контуров более внутренних частей линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и $H\delta$ указывает часто на заметное расхождение между этими контурами. Этот факт объясняется в основном тем, что формула (11.56) выведена для чисто статического случая. Совершенно очевидно, что в действительности возмущающие частицы находятся по отношению к нейтральным водородным атомам в состоянии непрерывного движения. Учет этого фактора показывает, что во внутренних участках крыльев линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ спад s_λ с ростом $\lambda - \lambda_0$ оказывается более медленным, чем это дается фор-

мулой (11.56); кроме того, сильно изменяется ход зависимости s_λ от λ и в центральных частях линий.

Квадратичный эффект Штарка в большинстве случаев проявляется как затухание вследствие столкновений, а не как статистическое уширение. То же самое, повидимому, относится и к большинству линий гелия (см. § 13).

8. Заключительные замечания. Выясним теперь, в каких случаях мы должны использовать статистическую теорию, а в каких — теорию уширения вследствие столкновений. Мы начнем с уширения заряженными частицами, что соответствует случаям $k=2$ и $k=4$.

$k=2$. Расширение водородных и некоторых гелиевых линий вследствие линейного эффекта Штарка.

Ясно, что в данном случае показатель k формулы (11.42) равен двум, ибо F пропорционально r^{-2} . Изучение граничных значений $\Delta\lambda_g$, а также относительной роли обеих разновидностей эффекта давления показывает, что в атмосферах звезд расширение крыльев линий балмеровской серии происходит в соответствии со статистической теорией, причем уширяющими частицами являются, повидимому, только ионы.

$k=4$. Квадратичный эффект Штарка, обусловленный ионами и электронами. Соответствующий анализ показывает, что здесь в противоположность предыдущему случаю основным уширяющим фактором является затухание вследствие столкновений с электронами. Для рассматриваемого случая мы должны использовать формулу (11.47), положив $n=n_e$, и вычислять $\bar{v}$ для столкновений между данным атомом и электронами.

Для тех линий, у которых постоянная C достаточно велика, рассматриваемый вид уширения может играть существенную роль в атмосферах звезд всех спектральных классов. Расширение линий ионизованных элементов вследствие столкновений с электронами еще недостаточно изучено.

Перейдем теперь к расширению линий в результате взаимодействия атомов с нейтральными частицами.

$k=3$. Расширение вследствие собственного давления. Подсчеты показывают, что этот эффект для линий металлов незначителен по причине относительно низкого содержания металлов в атмосферах звезд, т. е. малых значений n формулы (11.45). Повидимому, он может проявляться в первых членах серии Бальмера спектров более холодных звезд.

$k=6$. Расширение линий вследствие столкновений атомов с нейтральными атомами водорода. (При температурах, когда водород уже полностью ионизован, уширение может вызываться следующим по обилию элементом — нейтральным гелием.) Для $k=6$ преобладает затухание вследствие столкновений, «статистические крылья» располагаются на большом расстоянии от

центра линии, где $r_v \approx 1$. Следовательно, в данном случае мы должны применять для γ_c формулу (11.49). Ее можно применять и для того случая, когда возмущаемые нейтральным водородом атомы находятся в ионизованном состоянии.

Сделаем теперь следующее общее замечание, связанное с применением выписанных формул для γ_c и s_v . Для звезд с T_e , меньшими 6000° , водород в основном нейтрален. Поэтому из-за огромного содержания последнего расширение большинства линий происходит вследствие столкновений атомов с нейтральным водородом [формула (11.49)]. Расширение вследствие столкновений с электронами [$k=4$, формула (11.47)] может иметь место для линий, весьма чувствительных к квадратичному эффекту Штарка (большие C). При температурах, больших 8000° , водород почти целиком ионизован. Поэтому случай $k=6$ здесь уже не имеет места, здесь расширение линий происходит вследствие взаимодействия атомов с ионами и электронами.

Для нейтральных металлов расширение линий вызвано столкновениями атомов с электронами, а для некоторых линий гелия — столкновениями атомов гелия с протонами.

Наконец, расширение крыльев линий бальмеровской серии определяется в большинстве случаев статистической теорией [$k=2$, для далеких от центра частей крыльев формула (11.56)]. При этом расширяющимися частицами являются ионы. В более внутренних частях линий необходимо вводить поправки, учитывающие движение возмущающих заряженных частиц по отношению к водородным атомам. В атмосферах сверхгигантов и очень горячих звезд начинает становиться существенным затухание вследствие излучения.

В заключение следует отметить, что в случаях $k=4$ и $k=6$ происходит не только расширение линии, но и ее смещение. Это обстоятельство следует учитывать при изучении гравитационного смещения линий на Солнце.

§ 12. Применение элементарной теории контуров и кривые роста

1. Элементарная теория контуров. Рассмотрим применение к звездным (и солнечным) линиям поглощения той элементарной модели рассеивающего «обращающего слоя», которая была нами изучена в § 9. Напомним, что для этой модели мы получили следующую формулу, дающую остаточную интенсивность:

$$r_v = \frac{H_v}{H_v^0} = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \tau_v^s}. \quad (12.1)$$

При этом в написанной формуле речь идет о спектре интегрального излучения, посылаемого всем диском звезды (Солнца).

В том же § 9 мы отметили, что рассматриваемая модель является весьма схематичной и что в действительности разделять атмосферу на «фотосферу» и «обращающий слой» представляется необоснованным. Однако с помощью формулы (12.1) удастся получить довольно удовлетворительное представление контуров многих достаточно интенсивных линий поглощения в солнечном и звездных спектрах. (Для слабых линий чисто инструментальные эффекты играют значительно большую роль, чем для сильных линий.) Кроме того, формула (12.1) важна тем, что с ее помощью можно проводить целый ряд исследований, носящих, так сказать, разведывательный характер.

Для того чтобы применить формулу (12.1) к построению контура линии поглощения, нам необходимо знать s_ν . Исключая случай линий, расширенных эффектом Штарка, мы можем для s_ν воспользоваться формулой (11.39). Для наиболее часто встречающегося случая $a \ll 1$ коэффициент поглощения s_ν , как мы уже указывали, может быть представлен с помощью двух выражений: первого, определяемого только эффектом Допплера, и второго, определяемого только затуханием [см. (11.24) и (11.34)].

Так как в формулах (11.24) и (11.34) коэффициент поглощения рассчитан на один атом, то для оптической толщи τ_ν^σ в формуле (12.1) мы получим:

$$\tau_\nu^\sigma = \int n_i s_\nu dh, \quad (12.2)$$

где n_i — число данных поглощающих атомов в 1 см^3 , находящихся в состоянии возбуждения i .

В общем случае коэффициент s_ν зависит от h . В формуле (11.24) от h зависит δ_{ik} (через постоянную γ_c), в формуле (11.34) от h зависит $\Delta\nu_D$. В первом случае зависимость от h может оказаться заметной; во втором случае она слаба, ибо внутри «обращающего слоя» T меняется мало, а кроме того, T входит в формулу (11.33) под знаком корня. Однако, идя по пути дальнейшего упрощения задачи, мы возьмем для δ_{ik} и $\Delta\nu_D$ их средние значения внутри указанного слоя. Тогда (12.2) можно будет переписать так:

$$\tau_\nu^\sigma = s_\nu \int n_i dh = s_\nu N_i. \quad (12.3)$$

Число N_i есть число данных атомов, заключенных в столбе с основанием в 1 см^2 и высотой, равной высоте «обращающего слоя». Число N_i мы будем называть просто «числом поглощающих атомов над фотосферой», имея в виду, что оно относится к основанию с площадью 1 см^2 .

В связи с (12.3) формула (12.1) переписывается так:

$$r_\nu = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} s_\nu N_i}. \quad (12.4)$$

Рассмотрим теперь, каков должен быть контур линии поглощения при применении формул (12.4), (11.24) и (11.34). Обозначим через X_0 оптическую толщу в центре линии (т. е. для $\nu = \nu_0 \equiv \nu_{ik}$). В соответствии с (12.3), (11.34) и (11.40) эта оптическая толща равна *):

$$X_0 = \tau_{\nu_0}^{\sigma} = N_i s_{\nu_0} = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c} \frac{f_{ik}}{\Delta \nu_D} N_i. \quad (12.5)$$

Таким образом, в случае доплеровского расширения оптическая толща τ_{ν}^{σ} будет равна:

$$s_{\nu} N_i = \tau_{\nu}^{\sigma} = X_0 e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_D}\right)^2}. \quad (12.6)$$

Получим соответствующее выражение для τ_{ν}^{σ} в случае затухания излучения. Заметим, что затухание для нашего «составного» коэффициента поглощения начинает становиться существенным лишь для расстояния $\nu - \nu_{ik}$ от центральной частоты $\nu_{ik} = \nu_0$, составляющего несколько доплеровских ширин (см. рис. 25). Но этот интервал частот для большинства практических случаев значительно (обычно на несколько порядков) превосходит величину δ_{ik} . В связи с этим для частот, где существенным является затухание излучения, мы можем пренебречь вторым слагаемым знаменателя в формуле (11.24). Таким образом, используя (12.3), (12.5) и (11.24), мы получим для τ_{ν}^{σ} в области, где существенно только влияние затухания излучения:

$$s_{\nu} N_i = \tau_{\nu}^{\sigma} = \frac{e^2}{m_e c} \frac{\delta_{ik} f_{ik}}{(\nu - \nu_0)^2} N_i = X_0 \frac{\delta_{ik}}{\sqrt{\pi}} \frac{\Delta \nu_D}{(\nu - \nu_0)^2}. \quad (12.7)$$

Основываясь на формулах (12.4), (12.6) и (12.7), рассмотрим изменение вида контура с растущим N_i и тем самым с растущей величиной X_0 .

Пока оптическая толща слоя значительно меньше единицы ($X_0 \ll 1$) даже в центре линии, где s_{ν} максимален, величина r_{ν} очень мало отличается от единицы, так что линия практически незаметна на фоне непрерывного спектра. При дальнейшем росте N_i заметное поглощение наступает сначала в самых центральных доплеровских частях кривой s_{ν} . В самом деле, если для случая, представленного на рис. 25, т. е. для линии D_1 при $T = 5700^\circ$, величина $\tau_{\nu_0}^{\sigma} = X_0 = 1$, то уже в переходной части кривой s_{ν} , в точке a , оптическая толща должна быть порядка 10^{-4} , так что в этом месте r_{ν} будет практически равняться единице. В то же время в центре линии r_{ν} будет равно $\left(1 + \frac{3}{4}\right)^{-1} = 0,57$.

*) Напомним (см. § 11), что при a , не удовлетворяющем неравенству $a \ll 1$, величина s_{ν_0} , определяемая формулой (11.40), является лишь приближенно центральным значением s_{ν} !

Роль затухания в образовании контура линии начинает становиться заметной только для таких N_i , когда величина τ_{ij}^0 в переходной соединительной части коэффициента s_{ij} (см. рис. 25) уже не столь мала по сравнению с единицей, чтобы ею можно было пренебречь. До

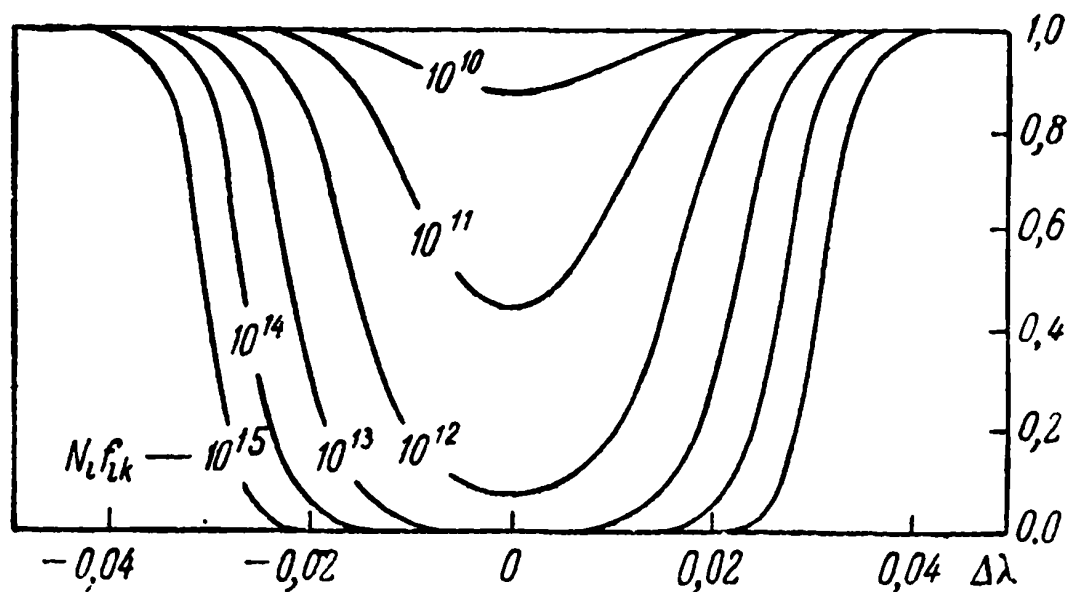


Рис. 26.

этого критического значения N_i контур линии поглощения определяется эффектом Доплера, т. е. формулой (12.6). На рис. 26 приводится контур, подсчитанный по формулам (12.4), (12.5) и (12.6) для $\Delta\lambda_D = 0,01 \text{ \AA}$ и различных значений произведения $N_i f_{ik}$ *). Заметим, что поглощающее действие атомов определяется в формулах (12.6) и (12.7) не самим числом N_i , а произведением $N_i f_{ik}$.

Рассмотрение рис. 26 обнаруживает совершенно специфический вид контуров при доплеровском эффекте — быстрое (для достаточно больших $N_i f_{ik}$) спадание r_{ij} к центру линии.

При дальнейшем увеличении $N_i f_{ik}$ становятся все более эффективными те части кривой s_{ij} , которые определяются затуханием излучения.

Если бы эффект Доплера полностью отсутствовал, то контуры линий имели бы вид, представленный на рис. 27, где величина δ_{ik} с помощью (4.38) переведена в шкалу длин волн и равна $0,001 \text{ \AA}$. Эта величина примерно на порядок

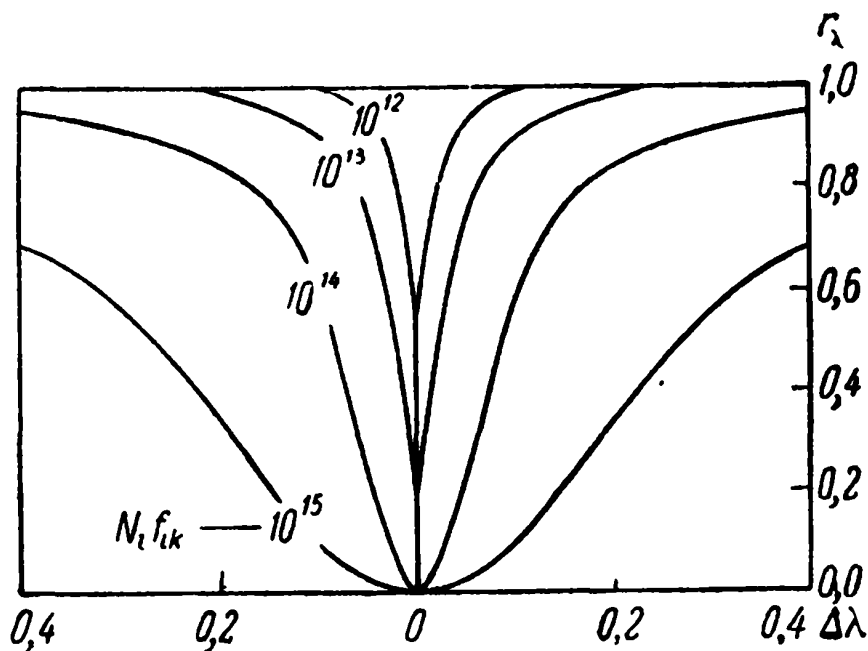


Рис. 27.

*) Рисунки 26, 27, 28, 30 взяты из обзора О. А. Мельникова [12, стр. 306]. При построении контуров множитель $3/4$ в знаменателе (12.4) заменен единицей.

больше, чем естественная ширина, но, как мы увидим далее, постоянная γ_c для затухания вследствие столкновений часто на порядок больше величины γ_0 (в частности, для линий металлов в атмосфере Солнца).

Из рис. 27 мы видим, что при чистом затухании (в отличие от контура, определяемого эффектом Допплера) у линий образуются отчетливо выраженные крылья, весьма плавно переходящие в непрерывный спектр.

На следующем рис. 28 мы даем контуры, построенные по формулам (12.4) и (11.39) с помощью соответствующей таблицы для s_v . Исходные данные при этом таковы: $\Delta\lambda_D = 0,1 \text{ \AA}$, и δ_{ik} , переведенная в шкалу длин волн, равна $0,001 \text{ \AA}$.

Из рис. 28 следует, что для относительно небольших $N_i f_{ik}$ контур линии поглощения определяется в основном эффектом Допплера,

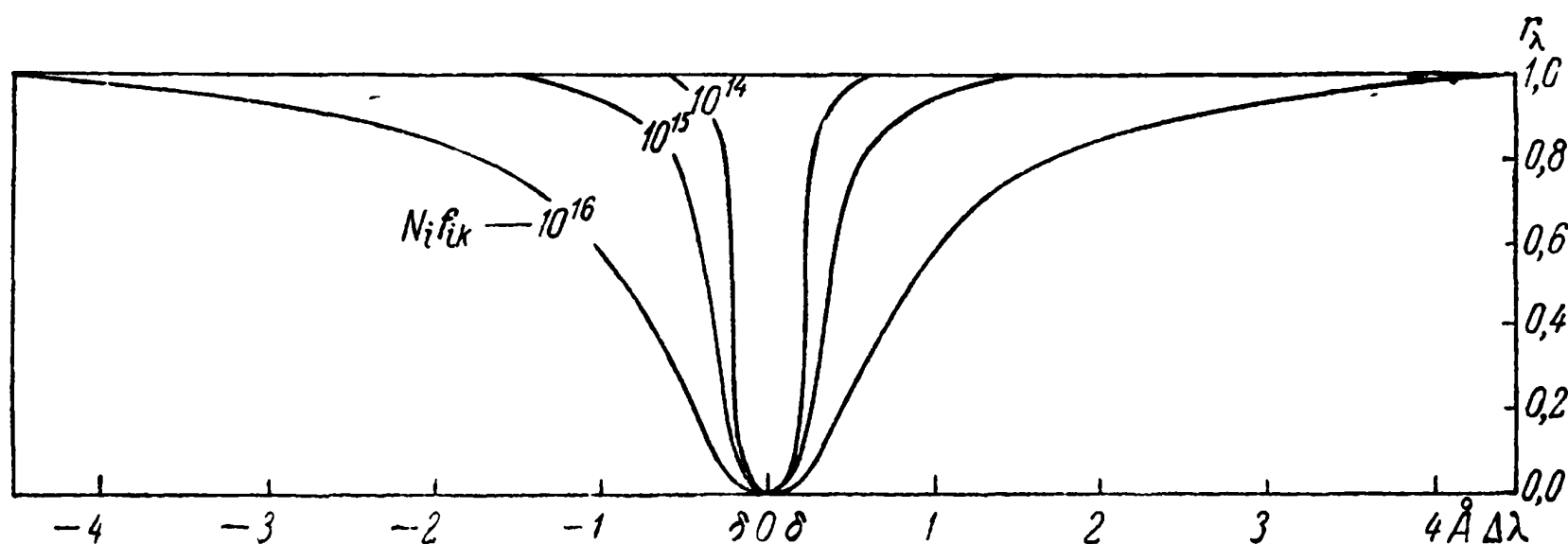


Рис. 28.

в то время как при больших $N_i f_{ik}$ — затуханием. Правда, и для больших $N_i f_{ik}$ ход интенсивности в самом центре линии определяется эффектом Допплера, но r_v для соответствующих частот (интервал $\delta \div -\delta$ на рис. 28) столь мало, что для наблюдателя представляется безразличным, какой эффект играет основную роль в пределах этих частот. Поэтому можно говорить, что при больших $N_i f_{ik}$ весь контур в основном определяется затуханием.

Следовательно, контур слабых линий поглощения (отсутствие заметных крыльев) определяется в основном доплеровским эффектом, в то время как достаточно сильные линии (с развитыми крыльями) определяются в основном эффектами затухания.

2. Сравнение теоретических и наблюдаемых контуров. Рассмотрим, насколько теоретические контуры согласуются с контурами, полученными из наблюдений. Наиболее уверенным такое сравнение является для более сильных линий поглощения. Контуры слабых линий обычно весьма сильно искажены чисто инструментальными факторами. Исключение же искажающих факторов не бывает обычно

достаточно надежным. Для сильных линий контур определяется в основном процессами затухания. Вводя (12.7) и (12.4), мы получим формулу

$$r_{\nu} = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \frac{e^2}{m_e c} \frac{\delta_{ik}}{(\nu - \nu_0)^2} N_i f_{ik}}. \quad (12.8)$$

Сопоставление теоретического контура, задаваемого формулой (12.8), с наблюдаемым контуром производится следующим образом. Задавая в (12.8) ряд значений для произведения $\delta_{ik} f_{ik} N_i$, мы пытаемся наилучшим образом согласовать результаты теории и наблюдений. [То же самое нужно делать и в отношении $r_{\nu}(\vartheta)$ формулы (9.24).] Оказывается, что такое согласование для контуров многих сильных линий солнечного и звездных спектров является довольно удовлетворительным. Пример для линий Н и К спектра центра солнечного диска представлен на рис. 29.

Из рис. 29 видно, что теория и наблюдения больше всего расходятся в центральных частях линии.

Наблюдаемая центральная интенсивность оказывается

большей, чем теоретическая. Превышение наблюдаемой центральной интенсивности над теоретической имеет место фактически для всех сильных линий поглощения. Несмотря на это расхождение (мы вернемся к нему в § 14), рис. 29 и подобные ему свидетельствуют, что главным фактором, определяющим контуры сильных линий, является затухание. Это заключение подтверждается и совокупностью других данных. Подобный вывод следует также и из теории, гораздо более строгой, чем та, которая приводит к исходной формуле (12.1).

Учитывая сделанный вывод, мы можем находимые вышеуказанным методом величины $N_i f_{ik} \delta_{ik}$ использовать для определения числа атомов на 1 см^2 фотосферы, т. е. определять величины N_i . Для этого нам надо знать f_{ik} и δ_{ik} . Величины $f_{ik} = f_{1k}$ для резонансных линий нам обычно известны. Как правило, они порядка единицы. Более неопределенны величины $\delta_{ik} = \delta_{1k}$. Согласно (11.25) они определяются не только затуханием вследствие излучения, но и затуханием вследствие столкновений. Величина же γ_c нам пока известна (и притом приближенно) лишь в небольшом числе случаев. В среднем для линий солнечного спектра γ_c примерно в 5—10 раз больше, чем γ_0 (так назы-

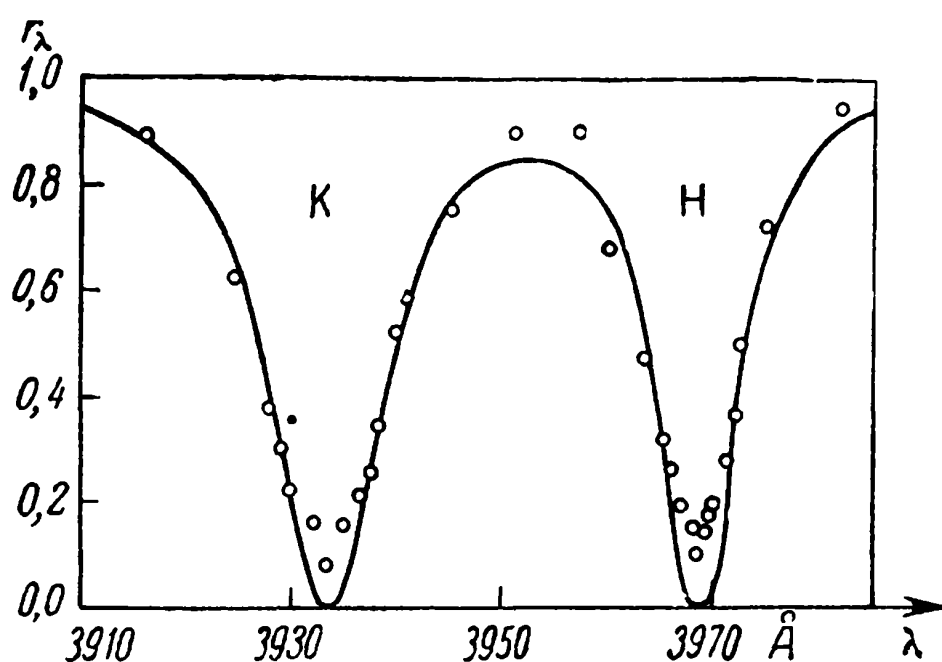


Рис. 29.

ваемая классическая постоянная затухания). Если мы отбросим в величине δ_{ik} постоянную затухания вследствие столкновений, то преувеличим найденное число атомов. При этом, как следует из формулы (12.8), мы ошибемся в величине N_i в отношении множителя порядка $\sqrt{(\gamma_i + \gamma_k) : \gamma_c}$. Если учесть, что для резонансных линий $\gamma_i + \gamma_k \approx \gamma_k \approx \gamma_0$, и использовать максимальный множитель 10, то величина N_i , находящаяся при отбрасывании постоянной γ_c , окажется преувеличенной примерно в три раза.

Величину N_i описанным образом мы можем находить не только по формуле (12.8), относящейся ко всему диску Солнца (звезды), но и по формуле (9.24), применяемой к различным точкам солнечного диска. Величину τ_v^σ , входящую в эту формулу, мы должны опять-таки брать из выражения (12.7).

Полученные Унзольдом величины N_i для резонансных линий солнечного спектра (в доступной для непосредственных наблюдений части спектра) приведены в таблице 49 его книги «Физика звездных атмосфер». Эти величины являются преувеличенными, ибо при их получении затухание вследствие столкновений во внимание не принималось.

Подобного рода подсчеты могут быть использованы для изучения химического состава звездных атмосфер. Для этого, пользуясь формулами Больцмана и Саха, мы должны от числа атомов в некотором одном состоянии перейти к числу атомов в прочих состояниях и, суммируя, учесть все атомы данного элемента.

Однако помимо несовершенства используемой модели «обращающего слоя» рассматриваемый метод определения числа атомов страдает тем недостатком, что для слабых линий он неприменим, так как их контур носит почти чисто инструментальный характер.

В связи с этим обстоятельством большим преимуществом обладает способ определения величин N_i не по контуру линий, а по полному поглощению, т. е. по эквивалентной ширине линий. На эквивалентную ширину инструментальное искажение влияет неизмеримо слабее, чем на сам контур. Основным искажающим фактором при этом остается рассеянный свет и дýхи для дифракционного спектрографа.

3. Элементарная теория кривых роста. Кривая, связывающая эквивалентные ширины линий (т. е. величины W_λ или W_ν) с величинами $f_{ik}N_i$, называется *кривой роста*. При построении теоретической кривой роста мы вновь используем формулу (12.4). Однако следует иметь в виду, что даже в пределах рассматриваемой схемы «обращающего слоя» формула (12.4) была выведена с математическими упрощениями. Более строгий математический анализ показывает, что вместо множителя $3/4$ в знаменателе (12.1) и (12.4) перед τ_v^σ должен стоять некоторый множитель μ , который сам зависит от τ_v^σ и который равен единице при $\tau_v^\sigma = 0$, стремясь к $3/4$ при $\tau_v^\sigma \rightarrow \infty$. Имея же в виду приближенный характер наших подсчетов, можно указанный множи-

тель $\mu(\tau_v^2)$ положить равным единице. В связи с этим вместо формулы (12.4) мы будем пользоваться еще более простой формулой

$$r_v = \frac{1}{1 + \tau_v^2} = \frac{1}{1 + N_i s_v}. \quad (12.9)$$

Если же вместо предположения $\mu = 1$ ввести μ в явном виде, то этот множитель войдет в окончательные формулы для эквивалентной ширины в виде множителя перед N_i и, таким образом, скажется в том, что значения N_i , определенные нами, будут отличаться от истинных значений множителем μ .

Из (12.9) для глубины R_v получаем:

$$R_v = 1 - r_v = \frac{\tau_v}{1 + \tau_v} = \frac{N_i s_v}{1 + N_i s_v} = \frac{1}{1 + (N_i s_v)^{-1}}. \quad (12.10)$$

Следовательно, для эквивалентной ширины W_v мы получим согласно (9.2):

$$W_v = \int_0^\infty \frac{dv}{1 + (N_i s_v)^{-1}} = 2 \int_{v_0}^\infty \frac{dv}{1 + (N_i s_v)^{-1}}. \quad (12.11)$$

Последнее звено равенства (12.11) мы написали, используя симметричность функции s_v относительно центральной частоты v_0 [см. (12.6) и (12.7)]. Следовательно, согласно (12.10) симметрична и R_v , и обе половинки контура дадут одинаковое полное поглощение.

Интеграция в (12.11) распространена, строго говоря, по всему спектру, хотя практически она ограничивается относительно узкой областью самой линии поглощения, для которой вычисляется W_v , ибо s_v становится уже при относительно небольших $v - v_0$ практически равным нулю.

Обычно наблюдатели употребляют величины W_λ , а не W_v . Кроме того, как мы увидим, целесообразным оказывается использование не самих величин W_λ , а величин W_λ/λ .

В связи с относительной малостью эквивалентных ширин мы можем для связи между W_λ и W_v использовать дифференциальную формулу (4.38), что дает:

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \frac{W_v}{v}. \quad (12.12)$$

Исследуем теперь зависимость величин W_v и соответственно W_λ от X_0 , т. е. фактически от значений $N_i f_{ik}$. Вначале мы рассмотрим значения $N_i f_{ik}$, при которых ширина линий определяется только эффектом Доплера. В этом случае для $N_i s_v$ мы можем использовать

выражение (12.6), что по введении его в (12.11) дает:

$$W_{\nu} = 2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{d\nu}{1 + \frac{e^{\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2}}{X_0}}. \quad (12.13)$$

Введем теперь новую переменную p :

$$p = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}. \quad (12.14)$$

Тогда (12.13) примет вид

$$W_{\nu} = 2\Delta\nu_D \int_0^{\infty} \frac{dp}{1 + \frac{e^{p^2}}{X_0}} = 2X_0 \Delta\nu_D \int_0^{\infty} (e^{p^2} + X_0)^{-1} dp. \quad (12.15)$$

Обратимся сначала к тому случаю, когда $N_i f_{ik}$ столь мало, что $X_0 < 1$. В этом случае интеграл (12.15) может быть вычислен с помощью биномиального разложения подинтегрального выражения

$$W_{\nu} = 2\Delta\nu_D X_0 \int_0^{\infty} (e^{-p^2} - X_0 e^{-2p^2} + X_0^2 e^{-3p^2} - \dots) dp. \quad (12.16)$$

Замечая, что

$$\int_0^{\infty} e^{-np^2} dp = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{n}}, \quad (12.17)$$

мы найдем:

$$W_{\nu} = \sqrt{\pi} \Delta\nu_D X_0 \left\{ 1 - \frac{X_0}{\sqrt{2}} + \frac{X_0^2}{\sqrt{3}} - \dots \right\}. \quad (12.18)$$

Практически это разложение применимо для $0 \leq X_0 < 0,5$.

Для вычисления (12.15) при дальнейшем увеличении X_0 положим:

$$X_0 = e^b, \quad b = \ln X_0, \quad p^2 = u. \quad (12.19)$$

В этом случае (12.15) примет вид

$$W_{\nu} = \Delta\nu_D \int_0^{\infty} \frac{u^{-\frac{1}{2}} du}{1 + e^{u-b}}. \quad (12.20)$$

Интеграл, стоящий в правой части (12.20), играет большую роль в электронной теории металлов. Для достаточно больших $b = \ln X_0$ он может быть представлен с помощью следующего асимптотического

выражения:

$$\int_0^{\infty} \frac{u^{-\frac{1}{2}} du}{1 + e^{u-b}} = 2 \sqrt{b} \left\{ 1 - \frac{\pi^2}{24b^2} - \frac{7\pi^4}{384b^4} - \dots \right\}. \quad (12.21)$$

В связи с (12.21) и (12.19) мы можем (12.20) переписать так:

$$W_{\nu} = 2\Delta\nu_D \sqrt{\ln X_0} \left\{ 1 - \frac{\pi^2}{24 \ln^2 X_0} - \frac{7\pi^4}{384 \ln^4 X_0} - \dots \right\}. \quad (12.22)$$

На практике этот ряд можно применять для $\ln X_0 \geq 4$ или $X_0 \geq 55$. Для $0,5 < X_0 < 55$ интеграл (12.20), или, что то же самое, (12.14), следует находить методами численного интегрирования.

При дальнейшем росте $N_i f_{ik}$ (следовательно, и X_0) роль доплеровского эффекта в создании контура линии сходит на-нет и контур линии определяется процессами затухания. Для очень больших значений X_0 мы вводим (12.7) в (12.11):

$$W_{\nu} = 2 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{d\nu}{1 + \frac{\sqrt{\pi}(\nu - \nu_0)^2}{X_0 \delta_{ik} \Delta\nu_D}}. \quad (12.23)$$

Полагая

$$\frac{\sqrt{\pi}(\nu - \nu_0)^2}{X_0 \delta_{ik} \Delta\nu_D} = x^2, \quad (12.24)$$

найдем:

$$W_{\nu} = 2\pi^{-\frac{1}{4}} \sqrt{X_0 \delta_{ik} \Delta\nu_D} \int_0^{\infty} \frac{dx}{1 + x^2} = \pi^{\frac{3}{4}} \sqrt{X_0 \delta_{ik} \Delta\nu_D}. \quad (12.25)$$

Промежуточная часть кривой роста, соответствующая переходу от формулы (12.22) к (12.25), находится методами численного интегрирования по исходной формуле (12.11) с помощью s_{ν} , определяемого, например, по таблицам, помещенным в конце книги.

Переходя теперь по формуле (12.12) к шкале длин волн, а также используя выражение (11.31) для $\Delta\nu_D$, мы получим для всех трех рассмотренных нами случаев:

$0 \leq X_0 < 0,5$:

$$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} = \sqrt{\pi} \frac{v_0}{c} X_0 \left\{ 1 - \frac{X_0}{\sqrt{2}} + \frac{X_0^2}{\sqrt{3}} - \dots \right\} \approx \frac{v_0}{c} \sqrt{\pi} X_0, \quad (12.26)$$

$X_0 \geq 55$:

$$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} = 2 \frac{v_0}{c} \sqrt{\ln X_0} \left\{ 1 - \frac{\pi^2}{24 \ln^2 X_0} - \frac{7\pi^4}{384 \ln^4 X_0} - \dots \right\} \approx 2 \frac{v_0}{c} \sqrt{\ln X_0}, \quad (12.27)$$

X_0 очень велико:

$$\frac{W_{\lambda}}{\lambda} = \pi^{\frac{3}{4}} \sqrt{\frac{v_0 \delta_{ik}}{c \nu_0} X_0} = \frac{\pi^{\frac{1}{4}}}{2} \sqrt{\frac{v_0}{c} X_0 \frac{\Gamma_{ik}}{\nu_0}}. \quad (12.28)$$

Из этих формул следует, что для устранения зависимости кривой роста от длины волны изучаемых линий действительно необходимо использовать не W_λ , а W_λ/λ . Частота ν_0 (и тем самым λ_0) вошла только в (12.28) и то под корнем.

Из написанных формул вытекают следующие выводы. Для слабых линий, для которых $X_0 \ll 1$, эквивалентная ширина растет пропорционально X_0 , т. е. пропорционально числу $N_i f_{ik}$. Этот относительно быстрый рост W_λ связан с тем, что здесь с увеличением X_0 , т. е. $N_i f_{ik}$, происходит, так сказать, «насыщение» линии в ее центральных частях,

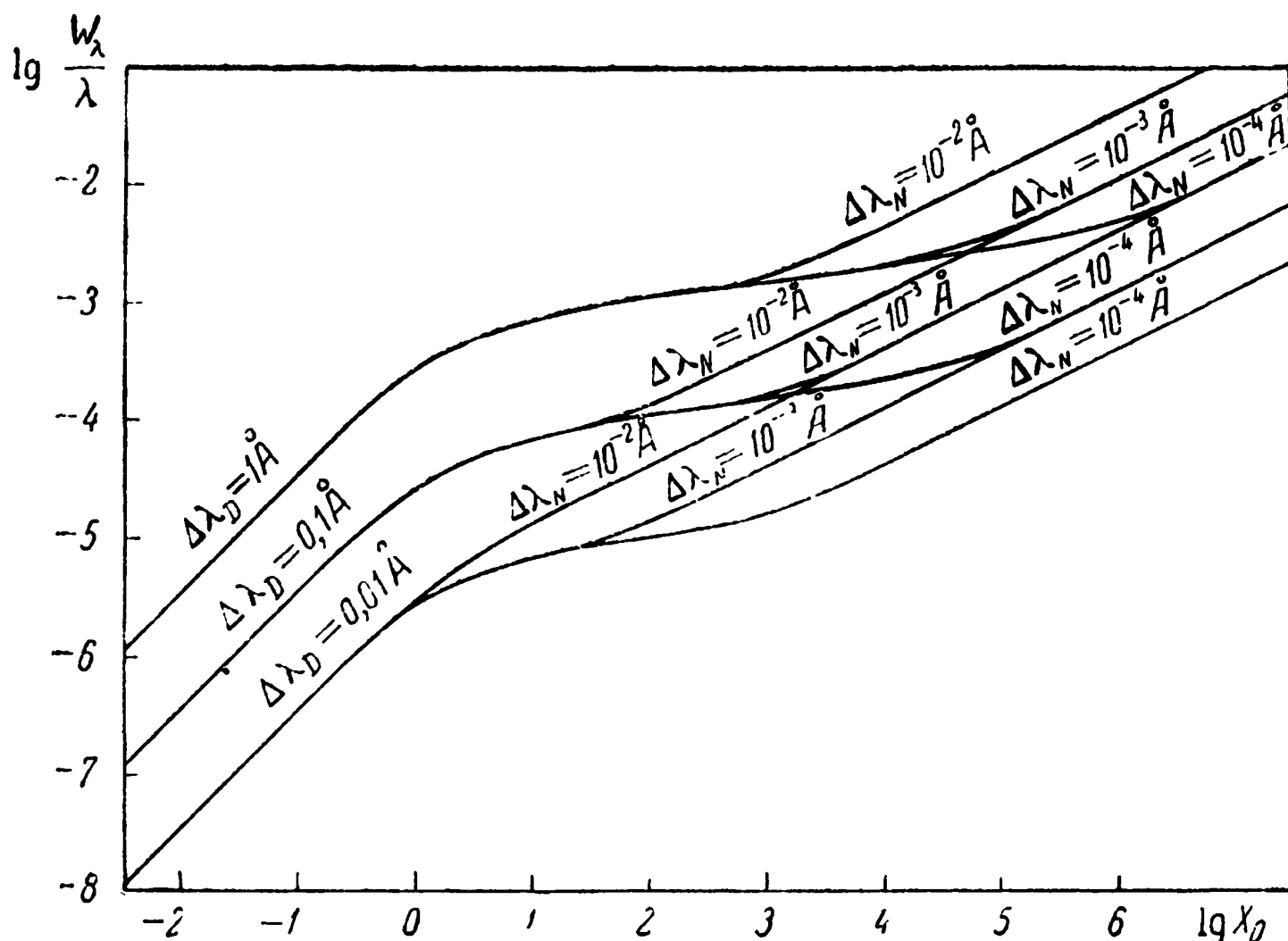


Рис. 30.

так что r_{ν_0} убывает от единицы (когда $X_0 = 0$) практически до нуля (когда $\ln X_0 \gg 1$), а глубина в центре линии растет от 0 примерно до 1. При дальнейшем увеличении X_0 , когда $r_{\nu_0} \ll 1$, рост W_λ происходит уже не за счет увеличения глубины R_ν в центральных частях линии, а в основном за счет увеличения ее ширины. Из анализа же формул (12.9) и (12.6) следует, что изменение ширины линии с растущим X_0 , т. е. растущим $N_i f_{ik}$, является вследствие наличия в формуле (12.6) экспоненциального множителя чрезвычайно медленным [10, стр. 60—61].

Наконец, при дальнейшем росте X_0 , когда уже X_0 очень велико, эквивалентная ширина растет пропорционально корню квадратному из $N_i f_{ik}$.

По целому ряду причин кривую роста строят не непосредственно в виде зависимости между W_λ/λ и X_0 , а в виде зависимости между логарифмами (десятичными) этих величин.

На рис. 30 представлена построенная на основании указанных формул (12.26) — (12.28) кривая роста для ряда значений $\Delta\lambda_D$ и δ_{ik} . Последнюю величину, выраженную в шкале длин волн, мы обозначим через $\Delta\lambda_N$. Согласно (4.38) будем иметь:

$$\Delta\lambda_N = \frac{\lambda_0^2}{c} \delta_{ik}. \quad (12.29)$$

Из рис. 30 следует, что при увеличении $\Delta\lambda_D$, т. е. дисперсии скорости v_0 , вся кривая роста поднимается, причем первые две части больше, чем третья. Далее, для данного $\Delta\lambda_D$ третья, самая правая часть кривой роста, соответствующая затуханию, поднимается с увеличением $\Delta\lambda_N$, т. е. δ_{ik} . Таким образом, кривые роста рис. 30 составляют семейство, зависящее от двух параметров $\Delta\lambda_D$ и $\Delta\lambda_N$.

Часто теоретические кривые роста строятся так, что по оси ординат наносятся не $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$, а $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{v_0}$. В этом случае формулы (12.26) — (12.28) примут вид

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{v_0} = \frac{W_\lambda}{\Delta\lambda_D} = \sqrt{\pi} X_0 \left\{ 1 - \frac{X_0}{\sqrt{2}} + \frac{X_0^2}{\sqrt{3}} - \dots \right\} \approx \sqrt{\pi} X_0, \quad (12.30)$$

$$\begin{aligned} \frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{v_0} = \frac{W_\lambda}{\Delta\lambda_D} &= 2 \sqrt{\ln X_0} \left\{ 1 - \frac{\pi^2}{24 \ln^2 X_0} - \frac{7\pi^4}{384 \ln^4 X_0} - \dots \right\} \approx \\ &\approx 2 \sqrt{\ln X_0}, \end{aligned} \quad (12.31)$$

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{v_0} = \frac{W_\lambda}{\Delta\lambda_D} = \frac{\pi^{\frac{1}{4}}}{2} \sqrt{X_0 Z} = \pi^{\frac{3}{4}} \sqrt{a X_0}, \quad (12.32)$$

где

$$Z = \frac{\Gamma_{ik}}{\Delta v_D} = \frac{\Gamma_{ik}}{v_0} \frac{c}{v_0} = 4\pi \frac{\delta_{ik}}{\Delta v_D} = 4\pi a. \quad (12.33)$$

Величина a определяется формулой (11.38); при этом $Z = 4\pi a$.

В рассматриваемом случае ордината оказывается для двух первых частей кривой роста функцией только X_0 ; последний же участок определяется также отношением величин δ_{ik} и Δv_D . Все это графически представлено на рис. 31. Мы видим, что в данном случае происходит лишь разветвление кривой роста, соответствующее различным значениям Z и, следовательно, a .

4. Методы построения кривых роста по наблюдениям. Возможность построения кривой роста из наблюдений основывается на использовании линий, входящих в мультиплеты. Из формулы (12.5) следует, что $\lg X_0$, т. е. абсцисса кривых роста, равен для данного элемента $C + \lg N_i f_{ik} = C + \lg N_i + \lg f_{ik}$, где C — величина, не зависящая от N_i и f_{ik} . Отсюда следует, что N_i и f_{ik} играют совершенно

равноправную роль. В связи с этим построение эмпирической кривой роста из наблюдений должно происходить следующим образом. Выберем какой-либо мультиплет, компоненты которого имеют общий нижний уровень. Для такого мультиплета число N_i для всех составляющих его линий практически одинаково. (Небольшое различие в N_i связано с тем, что такой уровень, как правило, составной, причем подуровни отличаются друг от друга на некоторую небольшую величину — от нескольких сотых до одной или трех десятых вольты.) Допустим, далее, что относительные, или, что еще лучше, абсолютные величины f_{ik} для всех

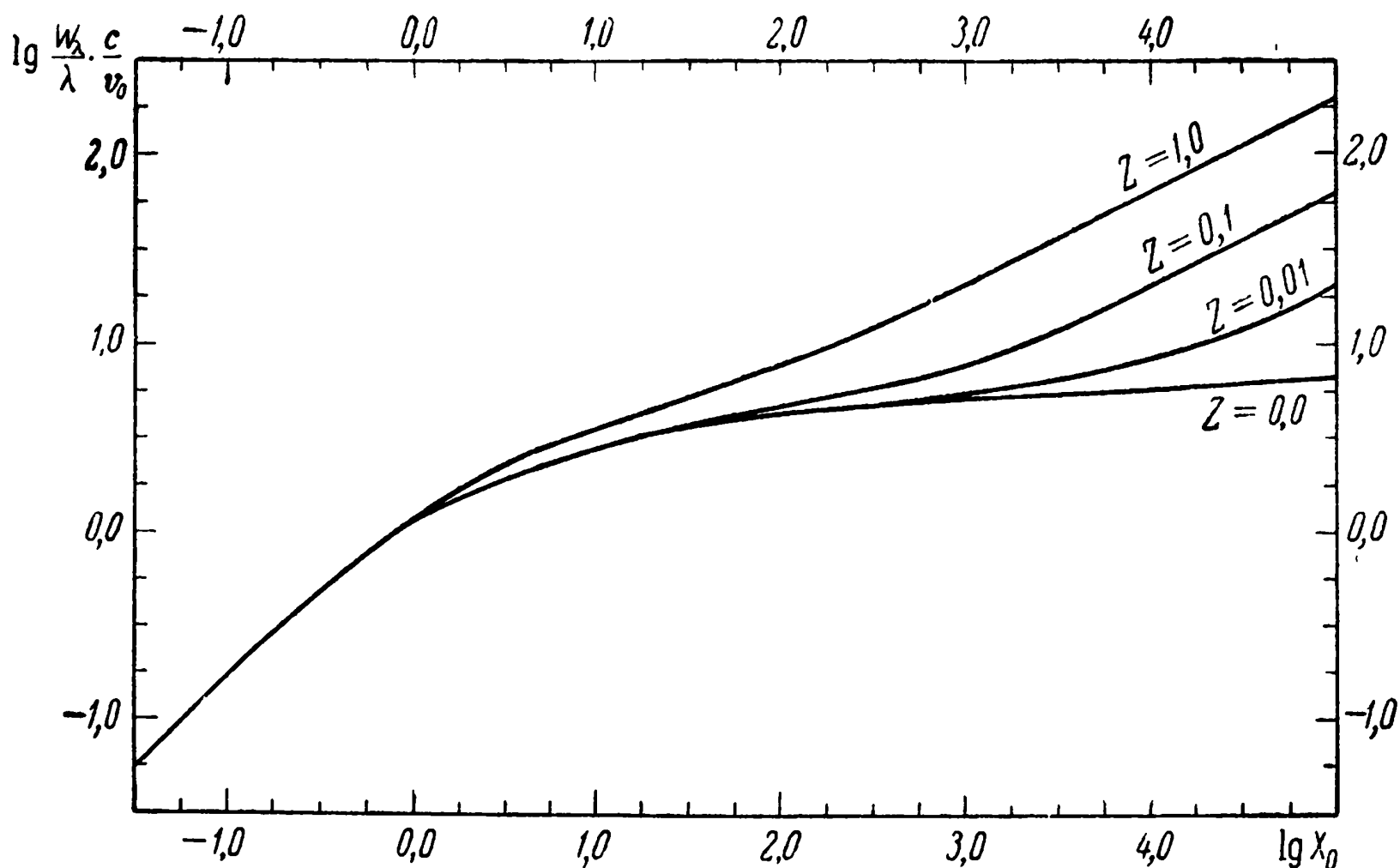


Рис. 31.

линий данного мультиплета известны. Тогда этот мультиплет мы можем представить следующим образом. На оси ординат рис. 31 мы откладываем для каждой линии мультиплета найденный из наблюдений $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$, а на оси абсцисс — соответствующий ему $\lg f_{ik}$ и на график наносим отвечающую этим величинам точку. Затем все полученные таким образом точки соединяем плавной линией. Следовательно, один мультиплет дает нам отрезок искомой кривой роста. (В большинстве случаев диапазон величин f_{ik} в одном мультиплете недостаточен для построения всей кривой роста.)

Ту же самую процедуру мы должны проделать и для других мультиплетов. Из найденных описанным путем отдельных участков кривой мы можем составить полную кривую роста, перемещая участки кривой параллельно оси абсцисс и стараясь добиться того, чтобы рассеяние точек в окончательной кривой было бы наименьшим. Этот способ

вполне подобен построению характеристической кривой фотопластинки в фотографической фотометрии.

Построенную указанным путем кривую роста мы перемещаем на рис. 31 (уже как целое) вверх и в стороны с тем, чтобы совместить ее наилучшим образом с одной из теоретических кривых, изображенных на рис. 31. При этом перемещение построенной нами кривой вверх (до совмещения с выбранной теоретической кривой)

дает непосредственно $\lg \frac{c}{v_0}$, т. е. скорость v_0 . Кроме того, такое

сопоставление фиксирует и величину Z , т. е. при уже определенной v_0 постоянную Γ_{ik}/v_0 . Наконец, приведя в соответствие теоретическую кривую роста и кривую, построенную по наблюдениям, мы для любой

линии можем по известному из наблюдений $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ определить и $\lg X_0$.

Если же для этой линии известно и абсолютное значение f_{ik} , то с помощью формулы (12.5) мы по известным X_0 и $\Delta\nu_D$ можем определить N_i . (Новый способ определения относительного химического состава звездных атмосфер.)

Заметим, что при построении указанным способом кривой роста и при сравнении ее с семейством теоретических кривых предполагается, во-первых, что для всех линий величина Γ_{ik}/v_0 одна и та же и, во-вторых, что v_0 для всех элементов, линии которых использовались при построении кривой роста, также одно и то же.

Рассмотрим другой способ построения кривой роста, который в принципе совершенно подобен предыдущему, но отличается от него тем, что позволяет получить температуру возбуждения атомов.

Пусть N_r будет полным числом атомов данного рода, находящихся в данном r -м состоянии ионизации (над 1 см^2 «фотосферы»). Тогда, допуская применимость закона Больцмана, мы можем для числа N_i (числа атомов, находящихся в i -м возбужденном состоянии) написать на основании (5.54):

$$N_i \equiv N_{r,i} = \frac{N_r}{u_r} g_i e^{-\frac{\epsilon_i}{kT_B}}, \quad (12.34)$$

где T_B — температура, которую мы будем именовать *температурой возбуждения*. (Значок r мы при статистическом весе и потенциале возбуждения опустили.)

Вводя (12.34) в (12.5) и используя (11.31), мы получим:

$$\begin{aligned} \lg X_0 &= \lg \left\{ \frac{V \pi e^2}{m_e c} \frac{N_r}{u_r} \frac{1}{v_0} \right\} + \lg g_i f_{ik} \lambda_0 - \frac{\epsilon_i}{kT_B} \lg e = \\ &= \lg \left\{ \frac{V \pi e^2}{m_e c} \frac{N_r}{u_r} \frac{1}{v_0} \right\} + \lg g_i f_{ik} \lambda_0 - \frac{5040}{T_B} \epsilon_i, \end{aligned} \quad (12.35)$$

где в последней части этого уравнения ϵ_i выражено уже не в CGSE, а в электрон-вольтах.

Допустим теперь, что мы знаем для всех линий, образующих мультиплеты данного r раз ионизованного элемента, величины f_{ik} или относительные, или абсолютные*). Задавая для T_b предварительное значение, которое обычно несколько ниже эффективной температуры звезды (см. далее), мы по оси абсцисс откладываем величины:

$$\lg X_f = \lg g_i f_{ik} \lambda_0 - \frac{5040}{T_b} \epsilon_i, \quad (12.36)$$

а по оси ординат $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$. В результате для данного r раз ионизованного элемента получим кривую роста, которую нужно будет улучшить, уточняя T_b . Добиваясь теперь наилучшего совпадения (как выше) этой кривой и одной из теоретических кривых рис. 31, мы получим величины v_0 и Γ_{ik}/v_0 .

Уточнить температуру возбуждения мы можем следующим путем. Перепишем (12.35) так:

$$Y = \lg X_0 - \lg g_i f_{ik} \lambda_0 = L - \frac{5040}{T_b} \epsilon_i, \quad (12.37)$$

где

$$L = \lg \left\{ \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c} \frac{N_r}{u_r} \frac{1}{v_0} \right\}. \quad (12.38)$$

Далее, на график, на котором у нас уже произведено согласование теоретической кривой роста и предварительной кривой роста, полученной из наблюдений (т. е. зависимость между $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \frac{c}{v_0}$ и $\lg X_0$), мы наносим мультиплеты, послужившие нам для построения последней. В качестве абсциссы для каждой линии мы берем соответствующую ей величину $g_i f_{ik} \lambda_0$, а по оси ординат величину $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda_0} \frac{c}{v_0}$, причем W_λ является наблюдаемым значением эквивалентной ширины, а v_0 — скорость, которую мы уже определили в первом приближении. Тогда расстояние по горизонтали от данного мультиплета до кривой роста является не чем иным, как величиной

$$Y = \lg X_0 - \lg g_i f_{ik} \lambda_0.$$

Таким путем мы можем определить величину Y для всех вошедших в кривую роста мультиплетов.

Если сделанное предположение о больцмановском распределении атомов справедливо, то связь между найденными величинами Y и ϵ_i

*) Для всех мультиплетов в одной шкале, так что для перевода относительных f_{ik} для всех линий всех мультиплетов в абсолютные их следует умножить на один и тот же множитель.

для отдельных мультиплетов должна быть согласно (12.37) линейной. Тогда, нанеся по оси абсцисс величины ϵ_i , а по оси ординат величины Y , мы получим прямую, наклон которой позволит определить и саму величину T_b . Продолжением этой прямой до $\epsilon_i \equiv 0$ мы находим L , а тем самым (при уже определенной ν_0) и величины N_r . Это также один из методов химического анализа звездных атмосфер. Конечно, при анализе необходимо учесть и другие стадии ионизации данного элемента. (Следует указать, что температуру возбуждения T_b мы могли бы найти, не обращаясь к теоретической кривой роста, а исходя только из уравнения (12.36). В этом случае линейность соблюдалась бы между величинами $Y' = \lg X_r - \lg g_i f_{ik} \lambda_0$ и потенциалом возбуждения ϵ_i . Недостаток этого метода в том, что он не дает постоянной L .)

Упомянутую прямолинейную зависимость точнее всего найти, используя способ наименьших квадратов. Далее, полученное более точное значение T_b может быть вновь использовано для построения кривой роста по аргументу $\lg X_r$ и т. д. Одновременно уточняются и величины ν_0 и Γ_{ik}/ν_0 .

Подобным образом можно получить кривые роста и для других стадий ионизации данного элемента, а также для других элементов. Все эти кривые роста можно свести в общую кривую, хотя, как мы далее увидим, кривые роста для нейтральных и ионизованных элементов получаются в некоторых случаях различными.

Различными могут получаться кривые роста и для различных элементов. Поэтому, строго говоря, построение кривой роста для каждого элемента (в какой-либо стадии его ионизации) должно производиться отдельно. Сравнение таких кривых приводит к важным выводам (см. далее).

5. Лабораторные, теоретические и «солнечные» интенсивности линий. Прежде чем переходить к изложению основных выводов, полученных по кривым роста, следует еще рассмотреть кратко вопрос об используемых в кривой роста величинах f_{ik} [12, стр. 306]. Наиболее надежными величинами f_{ik} для мультиплетов являются в настоящее время величины, найденные лабораторным способом. Эти «интенсивности», даваемые всегда в виде произведения $g_i f_{ik}$, определяются в лаборатории или по линиям поглощения, или по линиям излучения. Точность лабораторных относительных интенсивностей $g_i f_{ik}$ обычно в среднем около 100%. Абсолютные значения величин $g_i f_{ik}$ являются в ряде случаев гораздо менее точными.

Так как лабораторные данные по величинам $g_i f_{ik}$ имеются пока лишь для немногих элементов (в основном Fe I, Ti I, Ni I, V I), то для построения кривых роста применяют также теоретические интенсивности линий в мультиплетах.

Рассмотрим, например, совокупность всех возможных переходов между двумя какими-либо электронными конфигурациями. Такие переходы группируются в несколько мультиплетов. Пусть S будет относительной (по отношению к другим мультиплетам рассматриваемой совокупности переходов) интегральной интенсивностью какого-либо мультиплета и пусть s будет относительной интенсивностью данной линии внутри указанного мультиплета. Тогда внутри всей совокупности переходов относительная интенсивность

этой линии будет равна:

$$S \frac{s}{\sum s}, \quad (12.39)$$

где сумма распространяется по всем линиям данного мультиплета, причем для данной совокупности переходов (между двумя электронными конфигурациями) величины $S \frac{s}{\sum s}$ пропорциональны величинам $g_{if_{ik}}\lambda_0$ [12, стр. 306].

Так как обычно мультиплетов, относящихся к одной совокупности переходов, оказывается недостаточно для надежного построения кривой роста, то используется несколько таких совокупностей. Для каждой из них строится своя отдельная кривая роста, из которых параллельным перемещением вдоль оси абсцисс составляется результирующая кривая (как указывалось выше, ибо в каждой совокупности переходов $S \frac{s}{\sum s}$ пропорционально $g_{if_{ik}}\lambda_0$).

Вычисления величин $S \frac{s}{\sum s}$ основывались до настоящего времени на предположении о справедливости применения ко всем атомам связи Рессела-Саундерса [13, стр. 45]. В то же время, как известно, это предположение является во многих случаях ошибочным. Сравнение показывает, что лабораторные интенсивности $g_{if_{ik}}\lambda_0$ могут в некоторых случаях отличаться от теоретических $S \frac{s}{\sum s}$ в 100 раз, в то время как лабораторные величины $g_{if_{ik}}\lambda_0$ обычно содержат ошибки, не превышающие 10%. Поэтому часто применяются так называемые *солнечные интенсивности линий*, которые получаются следующим образом.

Допустим, что мы построили кривую роста для Солнца по имеющимся наиболее надежным лабораторным величинам $g_{if_{ik}}$ (скажем, для Fe I или Ti I). При этом по оси абсцисс наносятся величины $\lg X_f$, по оси ординат — $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$.

Температуру возбуждения T_b для Солнца мы определяем, как указывалось выше (по тем же линиям). Тогда для любой линии солнечного спектра, для которой величина $g_{if_{ik}}$ не известна, мы можем найти ее «солнечное» значение $\lg X_f$ по построенной только что «стандартной» кривой в соответствии с измеренной для этой линии W_λ .

Распределим теперь по элементам и по стадиям ионизации все линии звездного или солнечного спектра, для которых величины $g_{if_{ik}}$ не известны, причем линии, принадлежащие какому-либо данному элементу в данной стадии ионизации, разобьем на группы в соответствии с потенциалом возбуждения ϵ_i нижнего уровня, например: от 0 до 0,5 в, от 0,5 до 1,0 в и т. д. Тогда для каждой такой группы ход величин $\lg g_{if_{ik}}\lambda_0$ определяется в согласии с (12.36) ходом $\lg X_f$. Для каждой линии такой группы $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$, полученный из

измерений, наносится в соответствии с ее «солнечным» значением $\lg X_f$ и по всем точкам группы проводится плавная линия, дающая кусок кривой роста. Затем все такие отдельные «куски» сдвигаются, как указывалось выше, в горизонтальном направлении, и мы получаем результирующую кривую роста. После этого добиваемся наилучшего совпадения ее с теоретической кривой роста. То же самое мы делаем и с нашей исходной «стандартной» кривой роста, построенной по наиболее надежным $g_{if_{ik}}$. В обоих случаях

мы по измеренным W_λ/λ и уже определенным v_0 можем находить соответственно $(\lg X_0)_{зв}$ и $(\lg X_0)_\odot$, а следовательно, и разность между обеими этими величинами.

Температуру возбуждения для данного элемента мы можем определить следующим образом. Написав формулу (12.35) один раз для Солнца, другой раз для звезды и вычитая одну из другой, получим:

$$\begin{aligned} (\lg X_0)_{зв} - (\lg X_0)_\odot = \\ = \lg \frac{(N_r)_{зв}}{(N_r)_\odot} \frac{(u_r)_\odot}{(u_r)_{зв}} - \lg \frac{(v_0)_{зв}}{(v_0)_\odot} - 5040 \epsilon_i \left[\frac{1}{(T_v)_{зв}} - \frac{1}{(T_v)_\odot} \right]. \end{aligned} \quad (12.40)$$

Из этого следует, что для линий какого-либо атома или иона разность между величинами $\lg X_0$ является линейной функцией ϵ_i . Следовательно, откладывая по оси абсцисс для различных групп линий разность $(\lg X_0)_{зв} - (\lg X_0)_\odot$, а по оси ординат — потенциал ϵ_i , мы должны получить прямую.

Наклон этой прямой определяет величину $\left[\frac{1}{(T_v)_{зв}} - \frac{1}{(T_v)_\odot} \right]$ и, если $(T_v)_\odot$

известна, то и саму $(T_v)_{зв}$. Этот способ определения $(T_v)_{зв}$ применим также и в том случае, если находить не разность $\lg X_0$, а разность $\lg X_f$. Формула (12.40), включающая подгонку наблюдаемой кривой к теоретической, важна тем, что с ее помощью мы можем изучать химический состав звезд, близких по спектральному классу к солнечному, по отношению к Солнцу.

Наконец, следует указать, что описанный способ нахождения $(T_v)_{зв}$ по $(T_v)_\odot$ применим и в тех случаях, когда кривая роста для звезды построена по лабораторным значениям $g_{if_{ik}}$.

Вместо сравнения атмосферы звезды с атмосферой Солнца, как впервые отметил О. А. Мельников, с большей уверенностью можно сравнивать атмосферы двух звезд близкого спектрального класса, например сверхгигантов А и F, карликов А и F и т. д.

Действительно, в данном случае можно полагать, что обе звезды имеют одинаковое строение атмосферы. На практике этот метод был применен в Пулковке Т. М. Фофановой к изучению ряда сверхгигантов [14].

Возвращаясь вновь к использованию «солнечных» $\lg X_f$, следует указать, что здесь нужно соблюдать большую осторожность. Действительно, при определении $\lg X_f$ из кривой роста солнечного спектра неявно предполагается, что все используемые при этом «стандартные» линии соответствуют одному и тому же поглощаемому (рассеиваемому) слою. В то же время наличие непрерывного поглощения, меняющегося с частотой, может приводить к тому, что линиям, находящимся в различных частях спектра, соответствуют слои различной «толщины». Это необходимо иметь в виду. Поэтому, строго говоря, лучше всего при построении кривых роста использовать лабораторные $g_{if_{ik}}$ или же теоретические, если они достаточно надежны.

6. Кривые роста, построенные по наблюдениям. Турбулентные скорости в атмосферах звезд. Перейдем теперь к результатам, полученным на основании построения кривых роста, и к истолкованию этих результатов.

Построению кривых роста для Солнца и звезд посвящено весьма большое количество работ. У нас в Советском Союзе такие работы проводятся в Пулкове О. А. Мельниковым и группой его учеников.

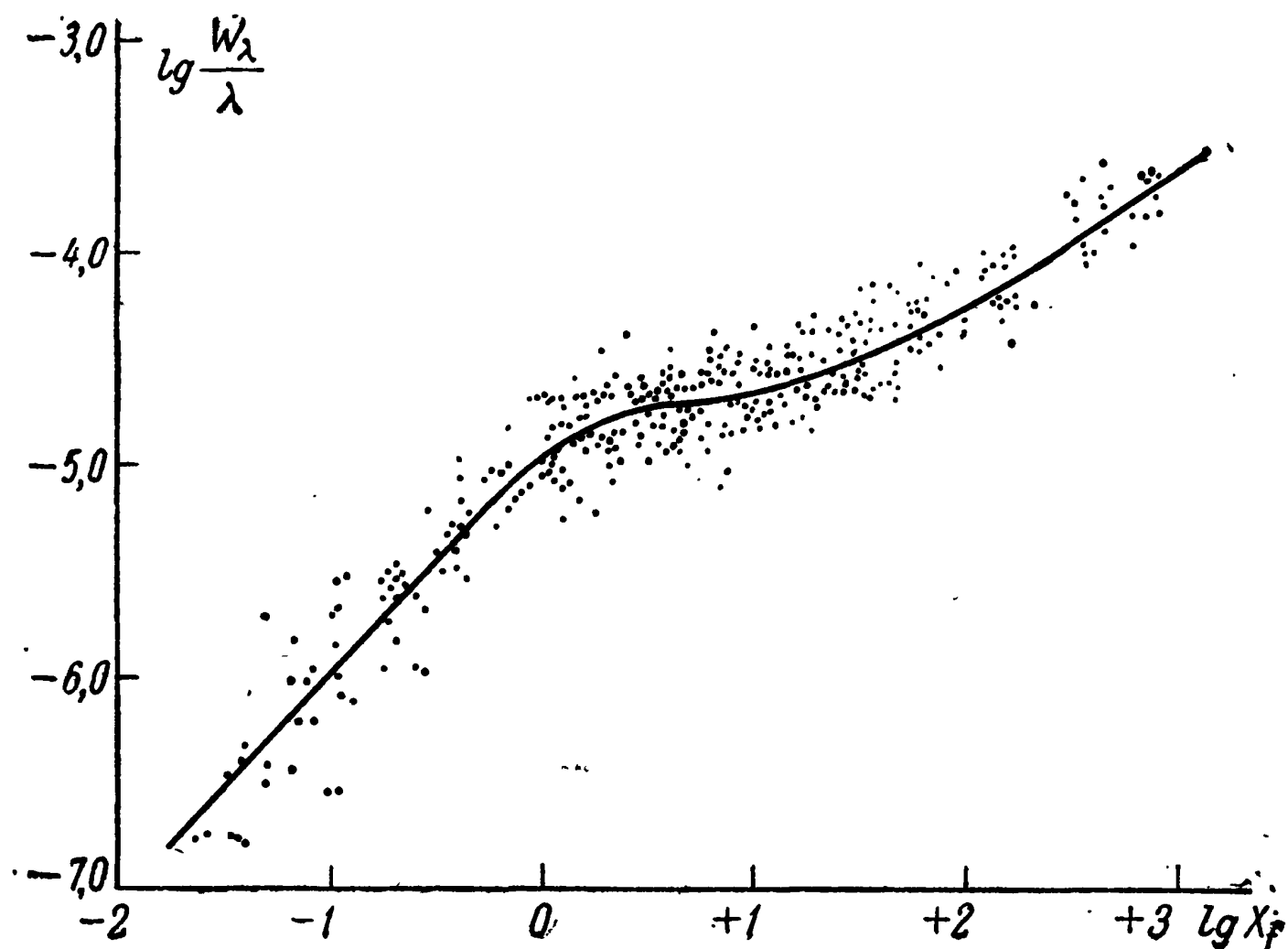


Рис. 32.

На рис. 32 мы приводим кривую роста для Солнца, построенную в Пулкове Л. А. Митрофановой по линиям Fe I (величины $g_i f_{ik}$ определены в лаборатории по линиям излучения Fe I).

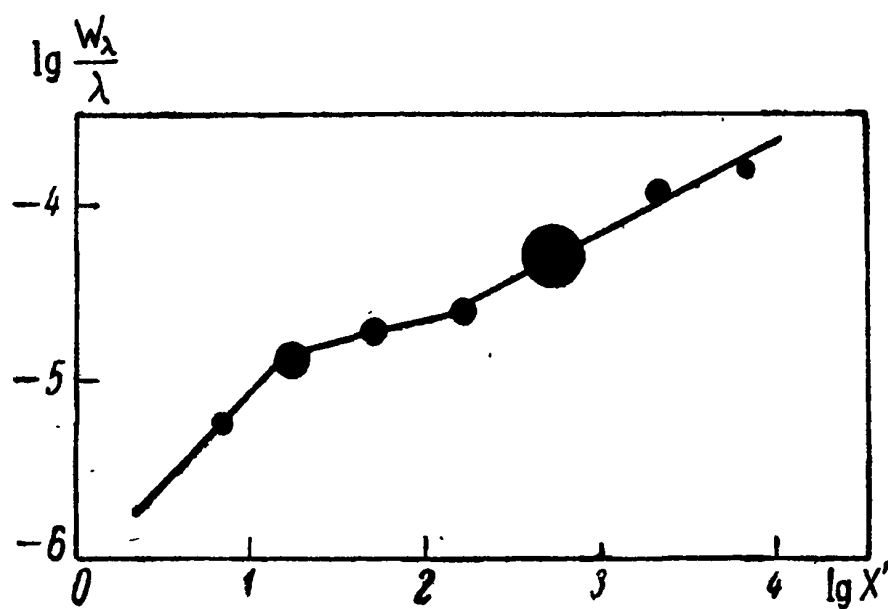


Рис. 33.

На рис. 33 воспроизведена кривая роста для сверхгиганта α Лебедя, построенная в Пулкове О. А. Мельниковым по линиям Ti II. Здесь также использованы лабораторные значения $g_i f_{ik}$, определенные по линиям излучения. На рис. 32 нанесены точки отдельных измерений для каждой линии, на рис. 33 — средние (для нескольких линий), причем диаметр кружка пропорционален

числу линий, вошедших в определение среднего.

В результате указанных работ удалось установить ряд интересных закономерностей относительно физического состояния звездных атмосфер.

Построение кривых роста и сравнение их с теоретическими кривыми роста показало, что во многих случаях, особенно в атмосфере сверхгигантов, величина v_0 значительно больше, чем средняя кинетическая (тепловая) скорость, соответствующая средней температуре атмосфер звезд. Так, например, для сверхгигантов, сравнимых по температуре с Солнцем, турбулентная скорость v_t , находящаяся из кривой роста по величине v_0 [используется формула (11.29) с $T \approx T_e$], доходит в некоторых случаях до десятка км/сек, в то время как средняя тепловая скорость в рассматриваемом случае порядка 1 км/сек. Для самого Солнца турбулентные скорости в «обращающем» слое, повидимому, не больше 1,5 км/сек.

Этот результат свидетельствует о том, что условия для возникновения турбулентных течений более благоприятны в весьма протяженных, относительно разреженных оболочках сверхгигантов, чем в плотных непротяженных атмосферах карликов *).

Далее, имеющиеся данные говорят о том, что находящаяся v_t у сверхгигантов больше для ионизованных атомов, чем для нейтральных. Это, повидимому, связано с тем, что средний уровень расположения ионизованных атомов в атмосфере сверхгиганта выше (так как меньше p_e), чем нейтральных. Так, например, у карлика Прокциона $v_t \approx 1$ км/сек для нейтральных атомов и $v_t = 3$ км/сек для ионизованных. У сверхгиганта α Персея соответствующие числа суть $v_t \approx 3,5$ и 6,5 км/сек. Наконец, имеются указания на то, что в атмосферах сверхгигантов v_t уменьшается с увеличением потенциала возбуждения ϵ_i . Это, исходя из данных о солнечной хромосфере, также соответствует увеличению v_t с повышением уровня расположения поглощающих атомов. В качестве примера можно указать, что для α Персея линии с $\epsilon_i \approx 0,0$ эв дают $v_t = 7,0$ км/сек, а линии с $\epsilon_i \approx 4,5$ эв $v_t \approx 3,5$ км/сек. Все эти факты указывают на наличие в атмосферах сверхгигантов отдельных эффективных слоев для различных атомов. Ионизованные атомы расположены значительно выше, чем нейтральные.

Рост турбулентной скорости с высотой уровня в атмосфере звезды особенно отчетливо выявляется при изучении таких двойных систем, как ζ Возничего. Система ζ Возничего состоит из гиганта класса К5 с весьма протяженной атмосферой и значительно меньшей звезды класса В8. Вне затмения спектр системы составной: в красной части доминирует К-спектр, в синей и фиолетовой — В-спектр.

Когда В-звезда заходит за К-гигант, в синей и фиолетовой частях спектра системы, где до того доминировал В-спектр, появляются многочисленные резкие линии поглощения, образованные поглощением

*) Повидимому, имеются (пока не объясненные) исключения из этой закономерности. Например, у сверхгиганта α Саг турбулентная скорость примерно такова же, как и у карликов. Это показывает, что с обобщениями здесь следует быть осторожным.

света от В-звезды в протяженной атмосфере красного гиганта. Тем самым открывается возможность изучения атмосферы К-звезды в зависимости от высоты над ее фотосферой. Когда В-звезда выходит из-за К-звезды, происходит то же самое, но в обратном порядке.

Построение кривой роста для различных моментов после выхода В-звезды из-за К-звезды, т. е. для различных высот, привело к следующим результатам: для высоты $0,8 \cdot 10^6$ км турбулентная скорость оказалась равной 6,5 км/сек, а на высоте $20,6 \cdot 10^6$ км она же равна 13 км/сек. Это непосредственно подтверждает вышесказанное.

В ряде случаев турбулентные скорости оказываются особенно высокими. Так, например, у ϵ Возничего турбулентная скорость, повидимому, близка к 20 км/сек, еще больше турбулентная скорость в атмосфере 17 Зайца (67 км/сек).

Ясно, что наличие турбулентных течений ведет к увеличению ширины линий и к их размыванию. Этот эффект при достаточно больших v_t замечен даже при беглом взгляде на спектрограмму звезды.

Наличие турбулентных движений в атмосферах звезд и рост турбулентности с высотой говорят о необычайной сложности строения атмосфер соответствующих звезд. Особенной сложностью отличаются атмосферы сверхгигантов. Здесь, помимо общих турбулентных движений, наблюдаются дифференциальные движения различных элементов. Так, по исследованию Г. А. Шайна и П. Ф. Шайн [31] водородные линии в спектре сверхгигантов α Лебеда и β Ориона имеют по отношению к линиям ионизованных металлов положительное смещение, равное в первом случае $+1,9$ км/сек, во втором $+4$ км/сек. В спектре α Лебеда, вероятно, имеется небольшое смещение линий ионизованных металлов по отношению к нейтральным и т. д. Повидимому, кроме общей турбулентности, мы имеем здесь какие-то потоки вещества с несколько различной скоростью для различных элементов.

В заключение вопроса о турбулентных скоростях необходимо сделать следующее замечание. Изучение вопроса о контурах линий поглощения в протяженных оболочках показывает, что они должны быть отличны от того случая, когда атмосфера является тонким слоем (см. § 13). Соответствующий анализ показывает, что без учета этого фактора турбулентная скорость, получаемая из кривой роста, оказывается заниженной по сравнению с действительной турбулентной скоростью в атмосфере звезды. Для сверхгигантов, у которых атмосферы являются протяженными, этот эффект может оказаться значительным.

7. Температура возбуждения. Постоянная затухания. Перейдем теперь к вопросу об определении температуры возбуждения. Изложенные выше методы определения T_v важны не только с точки зрения нахождения самой T_v , но и с точки зрения проверки Больцмановского распределения температуры в наружных слоях звезд,

Если величины Y , а тем самым согласно (12.5), (12.35), (12.37) и (12.38) величины

$$\lg \frac{N_i}{g_i} = Y - \lg \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c} \frac{1}{v_0} = \lg \frac{N_r}{u_r} - \frac{5040}{T_b} \epsilon_i \quad (12.41)$$

оказываются линейными функциями ϵ_i , то применение формулы Больцмана для данного интервала ϵ_i оказывается оправданным. [Равенство между первым и последним звеньями формулы (12.41) представляет собой формулу Больцмана, записанную в логарифмическом виде.]

Результаты соответствующих исследований показывают, что для ϵ_i от 0 до примерно 5 эв линейность в большинстве случаев (конечно, в пределах ошибок наблюдений) соблюдается*). В качестве примера мы приводим график О. А. Мельникова (рис. 34), полученный по линиям нейтрального железа солнечного спектра (u_0 — сумма по состояниям для нейтрального железа).

Однако при определении температуры T_b из подобного рода графиков она в большинстве случаев оказывается ниже, чем эффективная температура звезды. Так, например, для Солнца $T_e = 5710^\circ$. В то же время для него

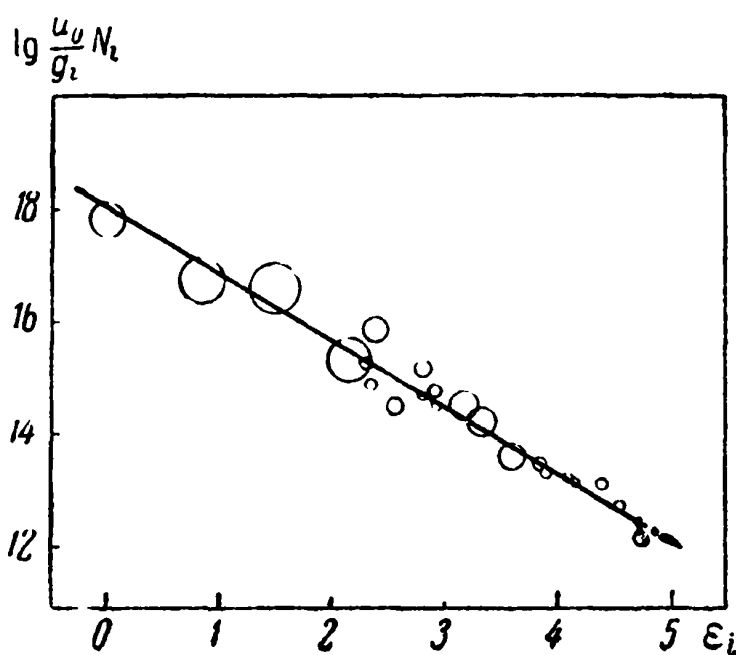


Рис. 34.

О. А. Мельников по прокалиброванным величинам $g_i f_{ik}$ для Fe I получил $T_b = 4580^\circ \pm 100^\circ$. А. Демидова по теоретическим $S \frac{S}{\sum S}$ для Fe I получила $T_b = 4700^\circ \pm 450^\circ$, а С. Е. Войнова по средней кривой роста для Fe I получила $T_b = 4780^\circ \pm 15^\circ$. Подобные, аномально низкие значения T_b для Солнца получаются и по другим данным, хотя в некоторых случаях, как, например, для Va I, получается $T_b \approx 5100^\circ$, т. е. значение, более близкое к $T_e \approx 5700^\circ$.

Более того, сводка всех данных по T_b для Солнца показывает для различных элементов весьма большую дисперсию в отношении величин T_b . Возможно, что здесь мы действительно имеем дело с различными T_b для различных элементов.

Подобные же результаты ($T_b < T_e$) получаются обычно и для звезд, причем иногда различие между T_e и T_b может составлять

*) Для $\epsilon_i > 5$ эв надежных результатов пока не имеется. О случаях отклонений от указанной прямолинейности см. § 15.

несколько тысяч градусов *). Кроме того, повидимому, разность $T_e - T_v$ меньше для гигантов, чем для карликов. Так, например, для Сириуса и γ Близнецов (звезд главной последовательности) при $T_e \approx 10\,000^\circ$ получается приблизительно $T_v \approx 6000^\circ$!

Заметим, что для звезд T_v может определяться как по линейной зависимости между величинами Y и ε_i , так и с помощью сравнения интенсивности линий в спектре звезды с соответствующими линиями в спектре Солнца [см. формулу (12.40)].

В заключение остановимся кратко на вопросе об истолковании неравенства $T_v < T_e$. Здесь положение пока не совсем ясно, но две возможности следует указать: 1) Можно было бы попытаться объяснить аномально низкое T_v тем, что в частотах линий поглощения, где происходят процессы возбуждения атомов, плотность излучения ослаблена присутствием в этих частотах самих линий поглощения. Однако (как мы увидим в § 15) это объяснение с точки зрения теоретической, повидимому, должно быть отвергнуто. 2) Детальный анализ кривых роста показывает, что рост ν_t , т. е. турбулентной скорости, с потенциалом возбуждения ε_i влияет на кривую роста на конечном интервале $\lg X_0$ так же, как и уменьшение T_v . Иначе говоря, один фактор может компенсировать другой. Допустим теперь, что ν_t в действительности растет с убыванием ε_i . Тогда, ошибочно считая, что рассеяние точек на кривой роста связано только с ошибками в W_λ и f_{ik} , т. е. считая $\nu_t = \text{const}$, мы получим заниженную оценку T_v . Возможно, что отличие T_v от T_e частично может быть связано с этим обстоятельством, ибо, как мы видели, ν_t действительно растет с убыванием ε_i , т. е. с высотой h в звездной атмосфере. Данное объяснение (предложенное Струве и Унзольдом) сможет быть проверено лишь по мультиплетам, интенсивности которых захватывают всю кривую роста.

Рассмотрим теперь вопрос о величинах Γ_{ik}/ν_0 , получаемых из кривой роста. В большинстве случаев величина Γ_{ik}/ν_0 , которая, как мы указывали, принимается средней для всей кривой роста, оказывается значительно больше той величины, которая соответствует одному только затуханию излучения и в среднем близка (для $\lambda = 5000 \text{ \AA}$) к $1,5 \cdot 10^{-7}$. Так, например, для Солнца на основании большого числа исследований средняя величина Γ_{ik}/ν_0 получается примерно в пять — десять раз большей, чем указанное число $1,5 \cdot 10^{-7}$. То же самое получается и для большинства звезд-карликов. Все это может быть объяснено только тем, что постоянная δ_{ik} формулы (11.25), а следовательно, и Γ_{ik} определяется в основном не затуханием вследствие излучения, а затуханием вследствие столкновений.

*) Тот же результат согласно О. А. Мельникову получается и для цефеид, являющихся нестационарными звездами. См. О. А. Мельников, Спектрофотометрия звезд δ Цефея и η Орла и К-эффект для цефеид. Труды Главной астрономической обсерватории, LXIV, серия II, 1950.

Этот важный вывод будет подтвержден нами в следующем параграфе. Сейчас же мы можем проверить данный вывод (правда, качественно), исходя из следующих соображений.

Если действительно величина Γ_{ik}/ν_0 определяется затуханием вследствие столкновений, то на основании формул (11.45), (11.47) и (11.49) эта величина должна расти с увеличением плотности вещества и уменьшаться с ее уменьшением.

Иначе говоря, следует ожидать, что Γ_{ik}/ν_0 в атмосферах гигантов будет меньше, чем в атмосферах карликов. Для ионизованных же атомов она должна быть в среднем меньше, чем для нейтральных, поскольку первые располагаются в среднем выше, чем вторые.

Эти предположения частично подтверждаются наблюдениями, хотя в ряде случаев имеются исключения из ожидаемых закономерностей. Так, из имеющихся данных следует, что для нейтральных элементов у сверхгигантов величина Γ_{ik}/ν_0 как будто близка к Γ_{ik}/ν_0 для карликов, т. е. в 10 раз больше постоянной затухания вследствие излучения, но для ионизованных элементов Γ_{ik}/ν_0 близка к величине $1,5 \cdot 10^{-7}$.

Вообще же пока материал скуден, и для различных окончательных обобщений здесь необходимы дальнейшие исследования.

8. Критические замечания. Рациональное использование кривых роста может привести к ряду важных результатов. Однако следует иметь в виду, что построенная выше теория весьма упрощена и схематична. В связи с этим следует сделать целый ряд критических замечаний. Следует, во-первых, соблюдать осторожность при использовании данных наблюдений. Так, например, Т. М. Фофанова (Пулково) показала [14], что при употреблении спектрографов с небольшой дисперсией скорость ν_0 , находимая из кривой роста, растет (фиктивно) с уменьшением дисперсии применяемого спектрографа. Поэтому для построения кривых роста должны использоваться спектрограммы, имеющие достаточно большую линейную дисперсию (большую, чем $10 \text{ \AA}/\text{мм}$). Во-вторых, построенная выше теория кривых роста основана на целом ряде упрощающих предположений, главные из которых таковы:

1) Использованная нами модель «обращающего слоя» и соответствующая ей формула (12.9) весьма упрощены. В частности, эта формула предполагает одну и ту же «толщину» обращающего слоя для всех λ , что эквивалентно исключению зависимости x_ν от ν . В связи с этим за последнее время был сделан ряд подсчетов, основанных на более точной формуле (10.20) с различными ее видоизменениями.

Выражение для η_ν в связи с формулой (11.39), а также в связи с тем, что $\sigma_\nu : \sigma_{\nu_0} = s_\nu : s_{\nu_0}$, можно переписать так:

$$\eta_\nu = \frac{\sigma_\nu}{x_\nu} = \frac{\sigma_{\nu_0}}{x_{\nu_0}} \varphi(a, p) = \eta_{\nu_0} \varphi(a, p), \quad (12.42)$$

где

$$\eta_{\nu_0} = \frac{\sigma_{\nu_0}}{\chi_{\nu}}. \quad (12.43)$$

Тем самым аргумент X_0 элементарной теории кривой роста заменяется величиной η_{ν_0} . Мы опять получаем семейство кривых роста для различных значений постоянной a . При построении такого семейства кривых необходимо принять определенное значение для отношения b_{ν}/a_{ν} , а также для величины ϵ_{ν} , входящих через (10.9) в формулу (10.20). Как мы увидим в § 14, во многих случаях можно принимать для вычисления эквивалентных ширин $\epsilon_{\nu} = 0$.

Результаты соответствующих подсчетов показывают, что общий характер кривых роста, построенных с помощью формулы (10.20), таков же, как и на рис. 30 или 31, хотя и имеются определенные различия в деталях. Однако сравнение кривых роста, построенных Т. М. Фофановой [14] *) для различных моделей, показывает, что эти различия при существующей пока дисперсии отдельных точек на кривых роста не могут быть выявлены с достаточной уверенностью. Тем не менее задача построения физически обоснованной теоретической кривой роста должна являться одной из первоочередных задач теоретической астрофизики.

2) В рассмотренной нами элементарной теории принималось некоторое среднее значение Γ_{ik}/ν_0 для всех линий. В то же время как в случае затухания вследствие излучения, так и затухания вследствие столкновений это предположение является грубым. Далее, в изложенной теории считается, что Γ_{ik}/ν_0 не зависит от глубины в звездной атмосфере. В случае же, когда Γ_{ik}/ν_0 определяется затуханием вследствие столкновений, это заведомо неверно, ибо величина Γ_{ik} зависит от числа частиц в данном месте.

3) Далее, при построении сводной кривой роста по нескольким элементам принимается одно среднее значение для ν_0 ; это обычно оправдывается тем, что турбулентная скорость всех атомов примерно одна и та же, что также является приближением.

4) Наконец, в изложенной теории считается, что температура возбуждения T_b постоянна во всей атмосфере звезды. Это, как мы увидим в § 15, также является довольно грубым приближением.

Поэтому не удивительно, что согласие между теоретическими и выведенными из наблюдений кривыми роста оказывается очень часто неудовлетворительным. Неувязки вдоль шкалы X_0 доходят иногда до 0,15—0,20 в логарифме X_0 , или, что то же самое, в логарифме $N_i f_{ik}$. Использование формулы (10.20) вместо (12.9) изменяет положение незначительно.

*) В этой же работе изучено влияние изменения коэффициента непрерывного поглощения с длиной волны на находимые из кривой роста параметры. Это влияние оказалось сравнительно небольшим.

§ 13. Истолкование наблюдаемых контуров линий поглощения в спектрах звезд и Солнца

1. Подсчет отношения коэффициентов селективного и непрерывного поглощения. В настоящем параграфе мы рассмотрим вопрос о контурах линий поглощения в спектрах звезд различных классов. Вначале мы рассмотрим линии металлов, затем линии водорода и гелия. Кроме того, мы рассмотрим влияние вращения звезды на контуры линий ее спектра.

Наибольшего доверия пока заслуживают теоретические подсчеты, относящиеся к резонансным линиям *). Для линий же, начинающихся с возбужденных уровней (субординатных), подсчеты более неопределенны (см. § 14).

Главнейшая трудность заключается в том, что процессы поглощения и последующего переизлучения для субординатных линий являются полностью некогерентными. Поэтому в ходе дальнейшего рассмотрения мы будем специально оговаривать случаи с нерезонансными линиями.

Построение контура линии в первую очередь сводится к вычислению величины η_v :

$$\eta_v = \frac{\sigma_v}{\kappa_v}, \quad (13.1)$$

входящей в уравнение переноса (10.2). Менее существенной величиной, играющей важную роль обычно только в центральных частотах линий поглощения, является величина ϵ_v . Если все три величины η_v , ϵ_v и B_v уравнения (10.2) выразить через основные физические параметры T , ρ , ρ_e , ρ и т. д. и связать последние (так же как в § 7, используя теорию фотосфер) с оптической толщой τ_v для частоты ν_0 данной линии поглощения, то вопрос сведется лишь к решению уравнения (10.2).

Имея в виду эти замечания, рассмотрим конкретный пример: линии поглощения в спектре Солнца. (Более горячие звезды будут рассмотрены позже.)

С самого начала условимся, что плотность вещества ρ , к которой отнесены коэффициенты σ_v и κ_v уравнения (9.29), а следовательно, и (10.2), является полной плотностью вещества **), учитывающей все атомы, находящиеся в 1 см^3 . Величину σ_v мы определим, исходя из общей формулы (5.23).

Пусть $s_{i,r}$ — коэффициент поглощения для атома, находящегося в i -м состоянии возбуждения и r -м состоянии ионизации. Число таких

*) Это замечание не относится к теории контуров, искаженных вращением звезд.

**) Рассчитывать σ_v и κ_v мы могли бы и на плотность, определяемую водородными атомами, однако указанный способ является наиболее употребительным.

атомов в 1 см^3 будет $n_{r,i}$. Для селективного ослабления интенсивности указанными атомами мы сможем согласно (5.23) написать:

$$dI_{\nu} = -I_{\nu} s_{\nu} n_{r,i} dh = -I_{\nu} s_{\nu} \frac{n_{r,i}}{\rho} \rho dh. \quad (13.2)$$

Следовательно, коэффициент селективного поглощения, рассчитанный на 1 г полной массы, будет:

$$\sigma_{\nu} = s_{\nu} \frac{n_{r,i}}{\rho}. \quad (13.3)$$

Для дальнейшего удобно количество атомов, находящихся в i -, r -состояниях, относить не к 1 см^3 , а к одному *грамму* вещества (учитывая атомы всех элементов); это количество, которое мы обозначим через $n_{r,i}^g$, будет равно:

$$n_{r,i}^g = \frac{n_{r,i}}{\rho}. \quad (13.4)$$

Следовательно, будет иметь место общее соотношение

$$\sigma_{\nu} = s_{\nu} n_{r,i}^g. \quad (13.5)$$

Далее, пусть полное число атомов рассматриваемого элемента во всех состояниях ионизации и возбуждения и отнесенное к 1 г вещества будет n^g . Мы можем связать $n_{r,i}^g$ и n^g следующим образом:

$$n_{r,i}^g = Z_{r,i}(p_e, T) n^g, \quad (13.6)$$

где функция $Z_{r,i}$ может быть легко вычислена по формулам Саха и Больцмана (5.11) и (5.54). [Пример расчета см. § 16, формулы (16.1)—(16.11).]

В свою очередь величину n^g мы можем определить так. Пусть n будет полным числом атомов рассматриваемого элемента в 1 см^3 . Тогда очевидно, что

$$n^g = \frac{n}{\rho}. \quad (13.7)$$

Плотность ρ мы можем записать как сумму

$$\rho = \sum_s n_s m_s, \quad (13.8)$$

где m_s — масса атома соответствующего элемента, а суммирование должно распространяться по всем элементам. Выражение (13.8) можно записать также так:

$$\rho = n_H m_H \left\{ 1 + \frac{n_{\text{He}} m_{\text{He}}}{n_H m_H} + \frac{n_{\text{Li}} m_{\text{Li}}}{n_H m_H} + \dots \right\}, \quad (13.9)$$

где внизу справа под числами n и m мы приписали обозначение соответствующих элементов. Как легко подсчитать по таблице 1,

основными в фигурной скобке (13.9) являются только первые два члена, учитывающие водород и гелий. Если, далее, пользуясь той же таблицей 1, принять $n_{\text{He}} : n_{\text{H}} = 0,2$, то фигурная скобка окажется равной 1,8. Однако для общности мы обозначим фигурную скобку через b . Используя (13.5), (13.6), (13.7) и (13.9), получим для σ_v :

$$\sigma_v = s_v Z_{r,i}(p_e T) \frac{1}{b m_{\text{H}}} \frac{n}{n_{\text{H}}}. \quad (13.10)$$

Таким образом, для вычисления σ_v необходимо знать содержание данного элемента по отношению к водороду. Это содержание мы обозначим через a_s в соответствии с обозначениями § 5. Величина n формулы (5.1) будет в нашем случае количеством водородных атомов в 1 см^3 (как нейтральных, так и ионизованных).

Часто содержание атомов какого-либо металла в каком-нибудь объеме задают по отношению к общему числу атомов всех металлов в этом же объеме и обозначают это содержание через α . Содержание же водородных атомов по отношению ко всем атомам металлов обозначают через A ; величина A в звездных атмосферах близка к 10 000. Таким образом, если n_m — число всех атомов металлов в 1 см^3 , то формулу (13.10) можно переписать также так:

$$\begin{aligned} \sigma_v &= s_v Z_{r,i}(p_e, T) \frac{a_s}{b m_{\text{H}}} = \\ &= s_v Z_{r,i}(p_e, T) \frac{1}{b m_{\text{H}}} \frac{n}{n_m} \frac{n_m}{n_{\text{H}}} = s_v Z_{r,i}(p_e, T) \frac{1}{b m_{\text{H}}} \frac{\alpha}{A}. \end{aligned} \quad (13.11)$$

Методы определения величин a_s , α и A мы рассмотрим в § 15. Пока можем принимать их как данные, скажем, из таблицы 1.

Теперь мы обратимся к коэффициенту непрерывного поглощения κ_v , входящему в формулу (13.1). В солнечной атмосфере вплоть до значений средней оптической толщи τ порядка единицы основную роль играют отрицательные ионы водорода. При дальнейшем погружении вглубь становится все более значительным поглощение нейтральными атомами водорода. Таким образом, мы можем написать:

$$\kappa_v = \kappa_v(\text{H}^-) + \kappa_v(\text{H}). \quad (13.12)$$

Рассмотрим $\kappa_v(\text{H}^-)$. Обычно коэффициент поглощения для H^- рассчитывается на один нейтральный атом водорода и на единичное электронное давление (1 бар). Этот коэффициент, изображенный графически на рис. 15, б, мы обозначим через $k_v(\text{H}^-)$. Используя вновь формулу (5.23), так же как мы поступали при получении σ_v из (13.2), находим:

$$\kappa_v(\text{H}^-) = \frac{(n_0)_{\text{H}} k_v(\text{H}^-)}{\rho} p_e, \quad (13.13)$$

где $(n_0)_{\text{H}}$ — число атомов нейтрального водорода в 1 см^3 .

Вводя в (13.13) выражение (13.9), найдем:

$$\kappa_{\nu}(\text{H}^{-}) = \frac{(n_0)_{\text{H}}}{n_{\text{H}}} \frac{k_{\nu}(\text{H}^{-})}{bm_{\text{H}}} p_e. \quad (13.14)$$

В солнечной фотосфере вплоть до $\bar{\tau}$, равных примерно 5—7, водород практически нейтрален, так что $(n_0)_{\text{H}}:n_{\text{H}} \approx 1$.

Обратимся теперь к коэффициенту $\kappa_{\nu}(\text{H})$. Коэффициент непрерывного поглощения для водорода, представленный формулой (5.68), рассчитан на один атом водорода (величина Z для водорода равна единице). Обозначим его через $k_{\nu}(\text{H})$. Поступая так же, как и при выводе (13.13), мы получим для $\kappa_{\nu}(\text{H})$:

$$\kappa_{\nu}(\text{H}) = \frac{k_{\nu}(\text{H}) n_{\text{H}}}{\rho}. \quad (13.15)$$

Используя вновь (13.9), найдем:

$$\kappa_{\nu}(\text{H}) = \frac{k_{\nu}(\text{H})}{bm_{\text{H}}}. \quad (13.16)$$

Таким образом, учитывая, что $(n_0)_{\text{H}}:n_{\text{H}} \approx 1$, где $(n_0)_{\text{H}}$ — число атомов нейтрального водорода в 1 см^3 , мы получим для κ_{ν} :

$$\kappa_{\nu} = \kappa_{\nu}(\text{H}^{-}) + \kappa_{\nu}(\text{H}) = \frac{1}{bm_{\text{H}}} [k_{\nu}(\text{H}^{-})p_e + k_{\nu}(\text{H})]. \quad (13.17)$$

Наконец, на основании (13.11) и (13.17) мы найдем для η_{ν} :

$$\eta_{\nu} = \frac{\sigma_{\nu}}{\kappa_{\nu}} = \frac{s_{\nu} a_s Z_{r,i}(p_e, T)}{k_{\nu}(\text{H}^{-})p_e + k_{\nu}(\text{H})}. \quad (13.18)$$

Если задать величину s_{ν} , то величина η_{ν} окажется известной функцией основных физических параметров атмосферы T , ρ , p_e и p . В свою очередь их изменение с глубиной должно быть известно из теории звездных фотосфер. Переменную τ_{ν} , входящую в уравнение переноса (10.2), в ряде работ заменяют средней оптической толщиной τ , определенной нами в § 6; при этом вводится следующее отношение:

$$n_{\nu} = \frac{\kappa_{\nu}}{\bar{\kappa}}, \quad (13.19)$$

где $\bar{\kappa}$ — коэффициент поглощения κ_{ν} , усредненный тем или иным способом по всему спектру (см. § 6). В этом случае $d\tau_{\nu}$ уравнения (10.2) принимает вид

$$d\tau_{\nu} = \kappa_{\nu} \rho dh = n_{\nu} \bar{\kappa} \rho dh = n_{\nu} d\tau. \quad (13.20)$$

Удобство этого способа состоит в том, что в солнечной фотосфере n_{ν} слабо зависит от глубины. Поэтому приближенно можно поло-

жить $n, \approx \text{const}$. В этом случае

$$\tau, = n, \tau. \quad (13.21)$$

Рассмотрим теперь вопрос о величине $\epsilon,$ уравнения (10.2). Величина $\epsilon,$ в большом числе случаев, и особенно для резонансных линий, удовлетворяет неравенству $\epsilon, \ll 1$. В этих случаях, как легко убедиться, например, с помощью формул (10.20) и (10.9), влияние величины $\epsilon,$ на интенсивность может сказаться лишь для самых внутренних частей линий, т. е. для ядра. Для крыльев линий, где $\eta,$ меньше единицы или сравнимо с нею, роль $\epsilon,$ пренебрежимо мала. С другой стороны, вообще проблема центральных остаточных интенсивностей до сих пор еще не решена: последние по наблюдениям выше, чем это дает теория. В настоящем параграфе мы будем заниматься лишь более внешними частями контуров линий поглощения, не затрагивая проблему центральных частей линий. В связи с этим мы будем пока считать, что $\epsilon, = 0$.

2. Применение теории к солнечным линиям поглощения. Роль эффектов давления. Для того чтобы с помощью (13.18) и предположения $\epsilon, = 0$ построить контур какой-либо линии поглощения, мы должны фиксировать в выражениях (11.39) или (11.24) для $s,$ величину δ_{ik} , которая определяется формулой (11.25).

В качестве конкретного примера мы рассмотрим линии D нейтрального натрия. Поскольку D-линии являются резонансными линиями, мы можем считать, что в (11.25) $\tau_i = \infty$ и, следовательно, $\gamma_i = \gamma_1 = 0$. Далее, для D-линий в солнечных условиях последние три члена правой части (11.20) пренебрежимо малы по сравнению с первым членом, т. е. A_{21} . Поэтому мы можем написать для δ_{ik} :

$$\delta_{12} = \frac{\Gamma_{12}}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} (\gamma_2 + \gamma_c) \approx \frac{1}{4\pi} (A_{21} + \gamma_c). \quad (13.22)$$

Подсчитаем теперь γ_c . Как показывают подсчеты величины $\Delta\lambda_g$, практически контур всей линии определяется только затуханием вследствие столкновений. Для того чтобы решить, какой из двух случаев (случай с $k=4$ или $k=6$) применим к D-линиям солнечного спектра, необходимо сравнить соответствующие величины γ_c , даваемые формулами (11.47) и (11.49). Заранее можно предсказать, что случай с $k=6$ является более важным. Действительно, линиями, особенно чувствительными к квадратичному эффекту Штарка, являются линии, связанные с высоковозбужденными, слабо связанными термами (особенно термами D, F и т. д.); в то же время D-линии являются резонансными линиями с переходами $S \rightarrow P$. Имея это в виду, начнем с γ_c для $k=6$.

Для подсчетов мы возьмем уровень в солнечной атмосфере, соответствующий оптической толще $\tau_\lambda = 0,48$ при $\lambda = 5010 \text{ \AA}$. Для этого уровня температура T по теории фотосфер (см. таблицу 13 в § 17), вычисленная с $T_e = 5710^\circ$, равна 5895° ; далее, для этого же уровня $p \approx 1,32 \cdot 10^5$ бар, а $p_e \approx 19$ бар.

Применим теперь формулу (11.49). Для величины $\bar{\nu}$ мы получим для натрия и водорода $1,1 \cdot 10^6$ см/сек. Далее, мы уже указывали, что для D-линий $C = 2,65 \cdot 10^{-32}$.

Для p мы можем с достаточной точностью написать:

$$p = p_H + p_{He} = (n_H + n_{He}) kT \approx 1,2 n_H kT, \quad (13.23)$$

где мы для n_{He}/n_H приняли в соответствии с таблицей 1 отношение 0,2. Для принятых нами величин T и p величина $n_H = 1,3 \cdot 10^{17}$. Вводя все это в (11.49), найдем, что $\gamma_c = 2,2 \cdot 10^9$. С другой стороны, для D-линий $\gamma_2 \approx A_{21}$ порядка $7 \cdot 10^7$. Следовательно, для D-линий на рассматриваемой глубине в солнечной атмосфере γ_c примерно в 30 раз больше, чем постоянная затухания γ вследствие излучения! При уменьшении $\bar{\tau}_\lambda$ γ_c довольно слабо убывает. Так, для $\bar{\tau}_\lambda \approx 0,15$ величина γ_c уменьшится примерно в 0,6 раза, но и при этом она будет примерно в 20 раз превышать $\gamma_2 = A_{21}$! Правда, мы указывали, что величина C является приближенной. Однако, несмотря на возможные ошибки, все равно заметное превышение γ_c над γ_2 по крайней мере на порядок не вызывает сомнения.

Расширение, вызванное электронами, будет в данном случае значительно меньше. Лабораторные измерения показали, что D-линии при 160 кв/см смещаются на $\Delta\lambda = 0,025$ Å. Используя формулу (11.44) для определения C , а также формулу (11.47) для γ_c с $n = n_e$, легко найти, что при вышеуказанном значении $p_e = 19$ бар величина γ_c порядка $5,4 \cdot 10^7$, т. е. даже меньше, чем $\gamma_2 = A_{21}$! Таким образом, затухание вследствие соударений атомов Na с атомами H является основным фактором, расширяющим D-линии солнечного спектра.

Этот результат имеет, повидимому, место для всех резонансных линий солнечного спектра.

Установив основные факторы, приводящие к расширению интересующих нас линий (как это мы сделали только что на примере D-линий Na I), мы можем по формуле (11.25) определить δ_{ik} , а тем самым [формула (11.38)] и величину a для каждой глубины в солнечной атмосфере. Отношение η_v мы можем определить с помощью формул (11.39) и (13.18):

$$\eta_v = \frac{a_s Z_{r,i}(p_e, T)}{k_v(H^-) p_e + k_v(H)} \varphi(a, p) s_v, \quad (13.24)$$

где s_v дается формулой (11.40).

В первую очередь мы должны изучить для данной линии зависимость η_v от глубины в солнечной атмосфере. Исходные параметры T , p , p_e , ρ дает теория фотосферы.

Если изменение η_v с глубиной сравнительно невелико ($\eta_v \approx \text{const}$) и зависимость B_v от τ_v можно с достаточной точностью представить

в виде линейной функции [формула (8.10)], то для контура линии мы можем использовать формулу (10.20)*); при этом мы уже указывали, что для крыльев резонансных линий можно положить $\epsilon_\nu = 0$. Если же η_ν меняется сильно с глубиной, то лучше всего использовать метод численного интегрирования уравнения переноса (см. § 10).

Для внешних частей линий крыльев и для слабых линий, вообще для тех случаев, где глубина линии R_ν не превышает 15%, можно использовать формулу (10.43). Напомним, что в этой формуле функции $G_1(\tau_\nu)$ и $G_2(\tau_\nu)$ могут быть непосредственно получены из теории фотосфер, а для Солнца — из закона потемнения диска к краю. Для нашего случая $\epsilon_\nu = 0$ коэффициент истинного селективного поглощения κ_ν^0 равен согласно (9.31) нулю, а $\sigma_\nu^0 = \sigma_\nu$. Следовательно, в последней части формулы (10.43) первый член равен нулю, а второй под интегралом содержит отношение $\sigma_\nu^0 : \kappa_\nu = \sigma_\nu : \kappa_\nu = \eta_\nu$, которое мы уже оценили [формула (13.24)]. Таким образом, нахождение R_ν сведется к числовой оценке второго интеграла последней части формулы (10.43).

Построение контуров линий по указанным формулам мы производили здесь для всего диска Солнца или звезды, используя поток излучения. То же самое можно сделать и для отдельных точек солнечного диска, используя интенсивность излучения. При этом уравнение переноса (10.2) следует решать для данного угла ϑ , а не для потока. Это, в частности, можно сделать и для всех трех рассмотренных нами в § 10 случаев:

- 1) «Стандартный» случай с $\eta_\nu = \text{const}$, $\epsilon_\nu = \text{const}$ и $B_\nu = a_\nu + b_\nu \tau_\nu$.
- 2) Численное интегрирование уравнения переноса.
- 3) Метод, рассмотренный нами в § 10 для небольших R_ν [2, гл. XII].

И в этих случаях исходным является отношение η_ν , общие методы получения которого мы уже рассмотрели.

Построив контур какой-либо линии для нескольких ϑ , мы тем самым сможем изучить изменение этого контура с расстоянием от центра солнечного диска, а также сравнить результаты с наблюдениями. На рис. 35 мы даем сравнение такого рода для линии D₁ солнечного спектра**). Величина η_ν здесь подсчитана вышеописанным способом, а контур построен для случая, когда изменение η_ν в атмосфере мало по сравнению с самой величиной η_ν и B_ν является линейной функцией τ_ν .

*) Для η_ν , слабо меняющегося с глубиной, и небольшого отклонения от линейного разложения (8.10) некоторыми авторами были предложены соответствующие формулы, для ознакомления с которыми мы отсылаем читателя к специальной литературе (см., например, M. Tuberg, The variations of absorption — line contours across the solar disc. *Astrophysical Journal* 103, 145, 1946).

**) D. Harris, Theoretical contours of absorption lines. *Astrophysical Journal* 109, 53, 1949.

В рассматриваемом случае эти условия выполняются достаточно удовлетворительно. Коэффициенты a_ν и b_ν разложения (8.10) взяты из наблюдаемого закона потемнения. Контуры построены для двух точек на солнечном диске: для центра последнего и для $R = 0,97R_\odot$. Для a_s , т. е. для относительного содержания натрия, было принято значение $a_s \approx 3 \cdot 10^{-6}$, что близко к a_s , данному в таблице 1 и

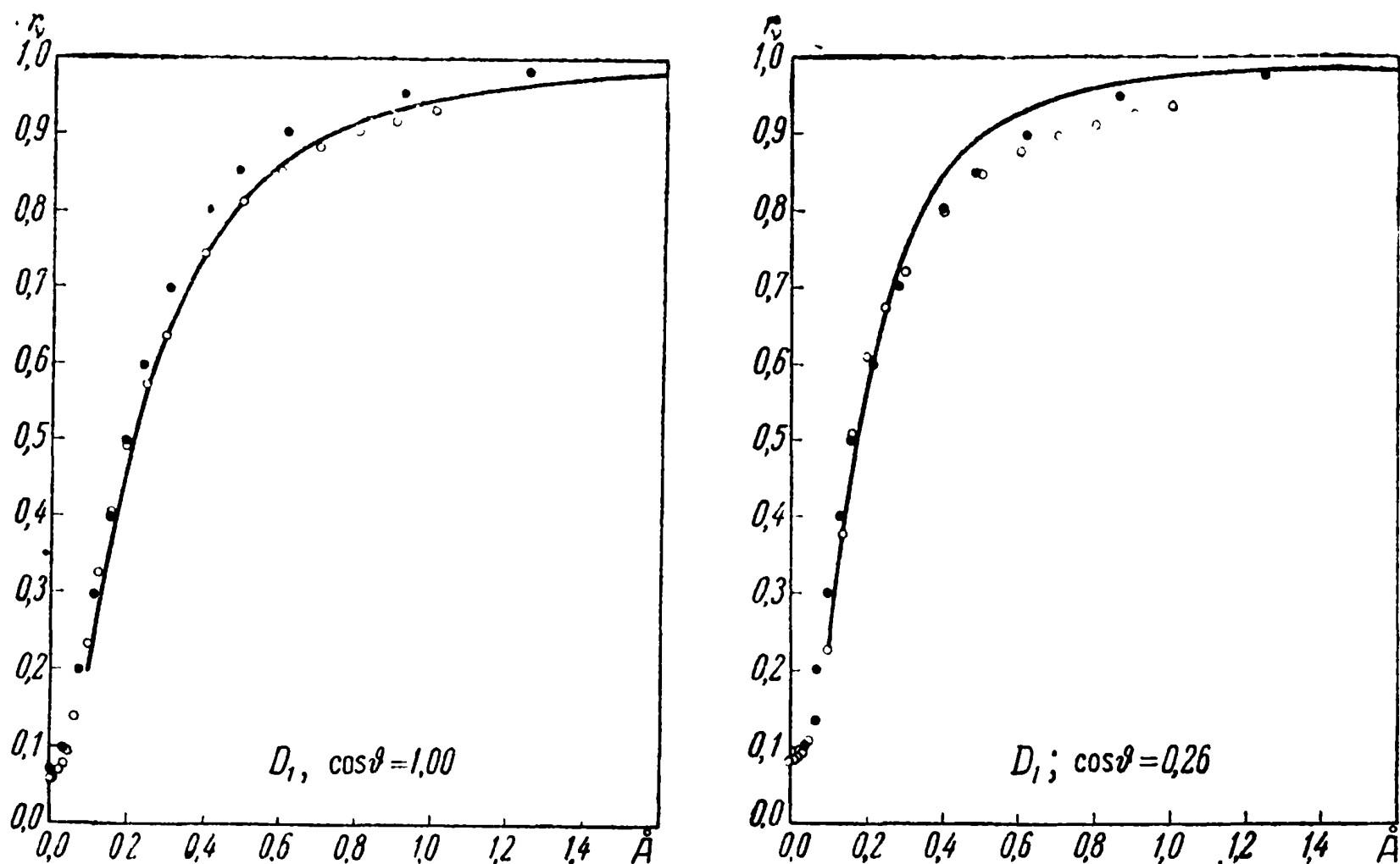


Рис. 35.

равному приблизительно $2 \cdot 10^{-6}$. Рис. 35 показывает, что теоретический контур, вычисленный с учетом затухания вследствие столкновений, в общем удовлетворительно согласуется с контуром, полученным из наблюдений, хотя между ними и имеются определенные расхождения как в крыльях, так и в центре. В частности, в центре линии данная теория с $e_\nu = 0$ предсказывает $r_{\nu_0} \approx 0$, в то время как наблюдения дают $r_{\nu_0} \approx 0,06$. Причина указанных расхождений пока не ясна. Вполне возможно, что решающую роль здесь играют процессы некогерентного рассеяния, которые мы обсудим в следующем параграфе.

Примерно к таким же результатам приводит сравнение теории с наблюдениями и для других резонансных линий солнечного спектра. Таким образом, несмотря на все еще остающиеся небольшие неувязки, теория линий поглощения, учитывающая эффекты давления, находится в количественном отношении в довольно удовлетворительном согласии с результатами наблюдений. Если бы мы пренебрегли эффектами давления и считали, что величина δ_{ik} определяется только

затуханием вследствие излучения, то теория дала бы гораздо более узкие линии, чем это следует из наблюдений!

Этот важный вывод находится в полном согласии с теми результатами, которые следуют из анализа кривых роста в отношении величины Γ_{ik} .

В дополнение ко всем перечисленным результатам, связанным с эффектами давления, следует указать еще на один факт, свидетельствующий о большом значении этих эффектов. Например, оказывается, что величины W_λ/λ для всех измеренных линий диффузной серии $3^1P^0 - n^1D$ нейтрального магния в спектре Солнца являются почти постоянными. Все они лежат на той части кривой роста, которая соответствует затуханию излучения. В этом случае согласно формуле (12.28)

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} \sim \lambda \sqrt{f_{ik}\delta_{ik}}. \quad (13.25)$$

Но с растущим номером линии в серии уменьшается величина f_{ik} . Если, далее, величина δ_{ik} определялась бы только затуханием излучения, то при росте k уменьшались бы согласно (11.25) и (11.20) и величины δ_{ik} , ибо A_{ki} непрерывно убывают с ростом k . Наконец, вместе с ростом k уменьшается и величина λ . Таким образом, в рассматриваемом случае величины W_λ/λ для линий указанной серии должны были бы убывать с номером линии в серии. Поэтому наблюдаемое постоянство этих величин указывает на рост γ_c с ростом сериального номера линии, причем этот рост компенсирует убывание f_{ik} , λ и A_{ki} . Рост γ_c с сериальным номером линии легко объяснить. Чем больше k , тем больше орбита электрона в атоме и тем больше эффективное сечение уширяющих соударений. Подсчеты показывают, что постоянная затухания γ_c возрастает от сериального номера $k=3$ к сериальному номеру $k=9$ примерно в 30—40 раз!

Таким образом, в большинстве случаев эффекты давления в атмосфере Солнца играют более важную роль, чем затухание вследствие излучения, так что очень часто $\gamma_c \gg \gamma_i + \gamma_k$! Однако задача еще не доведена до конца. В частности, постоянные C в формулах (11.45), (11.47) и (11.49) известны лишь для небольшого числа линий, но и здесь соответствующие числовые значения являются приближенными. Следует далее проявлять большую осторожность в определении, какой случай расширения играет основную роль: случай с $k=4$ или с $k=6$. Иногда приходится учитывать оба случая. Так, например, в серии $3^1P^0 - n^1D$ MgI для первых ее членов основное действие оказывают нейтральные атомы водорода ($k=6$), а для высоких номеров главную роль начинает играть расширение линий электронами (и в меньшей степени, см. § 11, ионами), т. е. уже осуществляется случай $k=4$. Таким образом, для каких-то линий серии оба эффекта играют практически одинаковую роль.

3. Линии металлов в спектрах звезд. Расширение линий турбулентностью. Обсудим теперь кратко вопрос о контурах линий металлов в спектрах звезд других классов. Здесь методика в общем такова же, как и в случае Солнца. Мы должны рассчитать строение фотосферы для данной звезды, получить соответствующее выражение для η , и для ϵ , (см. § 14). Тогда вопрос сведется к интегрированию уравнения переноса тем или иным способом. Однако при расчете контуров линий спектра звезд очень часто возникает дополнительная задача определения ускорения силы тяжести g на поверхности звезды. Без знания этой величины нельзя рассчитать строение фотосферы. Если для данной звезды ее масса и радиус не известны, то величину g следует находить по линиям поглощения. Одним из наиболее надежных способов здесь является сравнение теоретических контуров серии Бальмера с контурами этой серии в спектре звезды, для которой ищется g . Кроме линий серии Бальмера, могут быть использованы и другие линии. Эффективная температура звезды T_e должна определяться согласно методам § 16.

Достаточно надежных теоретических контуров линий поглощения металлов в спектрах звезд, заметно отличающихся от Солнца, пока не имеется. Поэтому говорить о каких-либо выводах из сравнения теории с наблюдениями нельзя. Наиболее интересным при построении контуров является учет эффектов давления.

Для звезд, значительно более холодных, чем Солнце, построение теоретических контуров усложняется наличием молекулярных полос. Для достаточно горячих звезд, где водород уже в значительной мере ионизован, контур линии определяется столкновениями атомов с ионами и электронами и частично с атомами нейтрального гелия. При еще больших температурах становится полностью ионизованным и гелий.

Многочисленные наблюдения показали, что линии ионизованных металлов в спектрах сверхгигантов, как правило, глубже и шире, чем те же линии в спектрах менее ярких звезд того же класса. (Обратное наблюдается в отношении линии водорода и гелия.) Этот факт до настоящего времени еще не объяснен, исследование затрудняется отсутствием достаточно точных контуров линий металлов. В связи с меньшим ускорением силы тяжести в атмосферах сверхгигантов по сравнению с атмосферами абсолютно менее ярких звезд плотности в первом случае будут ниже, чем во втором. Это должно повлиять на коэффициенты как непрерывного, так и селективного поглощения.

В спектрах некоторых сверхгигантов линии металлов столь широки и столь размыты, что это сразу же наводит на мысль о наличии в атмосферах соответствующих звезд заметных турбулентных движений, о которых мы уже говорили в предыдущем параграфе. В ряде случаев это предположение подтверждается тем, что ядра

линий поглощения могут быть представлены доплеровским распределением (11.34), но с Δv_D , соответствующей скоростям порядка нескольких десятков км/сек. Кривые роста для таких звезд обычно указывают на v_t порядка всего нескольких км/сек. Так, например, анализируя контуры линий в спектре δ Б. Пса, Струве нашел турбулентную скорость вещества примерно 30 км/сек. В то же время кривая роста дает для этой звезды турбулентную скорость порядка 5 км/сек.

Наиболее вероятное объяснение этого факта заключается в следующем. Исходя из современных представлений о природе турбулентности, мы имеем основания считать, что и в звездных атмосферах турбулентность характеризуется наличием отдельных ячеек различных размеров, движущихся в различных направлениях с различными скоростями [15, стр. 106—114]. Для того чтобы сделать дальнейшее более понятным, рассмотрим два крайних случая. В первом из них мы будем считать, что размеры ячеек турбулентности сравнимы или больше толщины «обращающего слоя». Во втором мы будем считать, что размеры ячеек значительно меньше этой толщины.

Совершенно очевидно, что в первом случае каждая ячейка в обрабатываемом слое звезды поглощает фотосферное излучение независимо от наличия других турбулентных ячеек. Поэтому существование турбулентных движений здесь не увеличивает количества поглощенной в линии фотосферной энергии, т. е. эквивалентной ширины линии. Линия лишь соответственно расширяется, причем ее контур определяется (помимо числа поглощающих атомов) распределением числа ячеек по скоростям. Таким образом, в рассматриваемом случае наличие турбулентности, расширяя линии поглощения, не должно изменять кривой роста, построенной для $v_t = 0$. Этот случай совершенно подобен случаю вращающейся звезды, где также величины W_λ остаются неизменными.

Во втором случае положение совершенно подобно тому, которое имеет место при наличии обычных тепловых движений доплеровского характера. Действительно, здесь отдельные ячейки располагаются одна над другой. Поэтому луч, идущий через обрабатываемый слой наружу (из фотосферы), ослабляется поглощением во многих ячейках, имеющих в направлении луча примерно одинаковые составляющие скорости. Следовательно, в рассматриваемом случае наличие турбулентности увеличивает эквивалентную ширину, а поэтому изменяет кривую роста. Этот случай по существу и рассматривался нами в § 12.

Изложенные соображения полностью объясняют характер спектра таких звезд, как δ Б. Пса. Действительно, большая скорость турбулентности, полученная по контуру, и значительно меньшая скорость, полученная из кривой роста, — все это означает, что толщина обрабатываемого слоя у указанных звезд меньше, чем наиболее

часто встречающийся размер турбулентных ячеек *) в атмосфере этой звезды.

То, что в атмосферах таких звезд, как ϵ Возничего и 17 Зайца, v_t , находящая непосредственно из кривых роста, велика, объясняется весьма большой протяженностью атмосфер у этих звезд. (Для ϵ Возничего это показано непосредственно.) Здесь, без сомнения, размеры турбулентных ячеек малы по сравнению с толщиной обращающего слоя.

Из всего сказанного следует, что проблема турбулентности в звездных атмосферах является весьма сложной. Помимо исследования кривых роста следует всесторонне изучать и сами контуры линий. Последнее очень важно в связи с вопросом о распределении числа турбулентных ячеек по скоростям. В § 11 мы приняли для этого распределения в качестве рабочей гипотезы закон (11.32), где v_0 определяется формулой (11.29). В то же время подсчеты показывают, что различные законы приводят к весьма разнящимся контурам. При этом меняется и кривая роста. Тем самым величина v_t , находящая с помощью (11.32), может в ряде случаев заметно отличаться от действительной средней турбулентной скорости в звездной атмосфере.

В заключение обратимся к весьма горячим звездам — звездам O и звездам B ранних подклассов. Здесь положение усложняется тем, что, помимо общего истинного поглощения, в атмосферах этих звезд значительную роль играет рассеяние излучения свободными электронами. Подсчеты с учетом теплового движения электронов показывают, что для горячих сверхгигантов влияние указанного эффекта может быть заметным; при этом электронное рассеяние повышает интенсивность излучения в центральных частях линий и понижает в крыльях.

4. Бальмеровская серия в спектрах звезд. Теперь мы перейдем к истолкованию контуров линий бальмеровской серии в спектрах звезд. Эти линии, как указывалось в конце § 11, расширены обычно вследствие влияния межмолекулярных электрических полей. Расширение вследствие соударений не играет в данном случае никакой роли. Что же касается расширения вследствие затухания излучения, то этот вопрос может быть разрешен сравнением для данного расстояния от центра линий $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ коэффициентов поглощения, задаваемых формулами (11.39) и (11.56). В первой из них δ_{ik} определяется по (11.25) суммой $\gamma_i + \gamma_k$, где $i = 2$, а $k = 3, 4, 5, \dots$; при этом γ_2 и γ_k задаются формулой (11.20). Величина γ_e может быть принята равной нулю, ибо нас сейчас интересует затухание вследствие излучения. Кроме того, затухание вследствие столкновений играет по сравнению со «статистическим» уширением ничтожно малую роль.

*) Ячейки небольшого размера дают скорость $v_t = 5 \text{ км/сек}$, находимую из кривой роста.

Далее, в формулу (11.56) мы должны вместо F_0 ввести его выражение из (11.54). При этом согласно сказанному в § 11 следует считать n равным числу ионов в 1 см^3 (электроны в расширении линий бальмеровской серии не играют существенной роли). А так как число ионов в 1 см^3 должно равняться числу электронов в 1 см^3 , то формулу (11.56) можно переписать так:

$$s_\lambda = (2,61e)^{\frac{3}{2}} \frac{C n_e}{(\lambda - \lambda_0)^{\frac{5}{2}}} = 321C \frac{p_e}{T} \frac{1}{(\lambda - \lambda_0)^{\frac{5}{2}}}, \quad (13.26)$$

причем $\lambda - \lambda_0$ выражено в ангстремах. Напомним, что (13.26) имеет место только для крыльев линий.

Сравнение (11.39) и (13.26) показывает, что на практике в большинстве случаев уширение бальмеровских линий определяется формулой (13.26). Так, например, для линии $H\gamma$ при температуре $10\,000^\circ$ и $\Delta\lambda = 4 \text{ \AA}$ затухание вследствие излучения начинает играть существенную роль при $p_e < 10$ бар; для $T = 5000^\circ$ это давление в два раза меньше.

Однако для многих гигантов, и особенно сверхгигантов, расширение линий бальмеровской серии должно определяться в основном затуханием вследствие излучения и, конечно, доплеровским эффектом. Эти же факторы, как показывают подсчеты, должны играть основную роль при $T_e > 30\,000^\circ$ не только в атмосферах сверхгигантов, но и в атмосферах звезд главной последовательности. Расширение линий электрическими полями в атмосферах звезд с $T_e > 30\,000^\circ$ должно играть определенную роль лишь для высших членов серии.

То, что в большинстве случаев линии бальмеровской серии, особенно ее высшие члены, расширены «микроскопическими» электрическими полями, а не затуханием вследствие излучения, подтверждается целым рядом фактов, например:

1. Если бы ширина линий бальмеровской серии определялась только затуханием вследствие излучения, то согласно (13.25) эквивалентная ширина W_λ очень быстро убывала бы с растущим сериальным номером линии k . Действительно, для первых четырех линий бальмеровской серии $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$ силы осциллятора суть соответственно 0,637, 0,119, 0,0443, 0,0212; для высоких членов серии сила осциллятора убывает, как k^{-3} . Далее, с увеличением числа k убывают A_{ki} и λ . Поэтому при затухании только вследствие излучения уже линия $H\gamma$ должна была бы быть весьма узкой. Наблюдения показывают, однако, что в спектрах звезд ранних классов эквивалентная ширина в линиях бальмеровской серии при переходе от $H\alpha$ к ее высшим членам сначала растет, а затем, достигнув отчетливого максимума, медленно убывает. В спектре Солнца и вообще звезд сходного с ним типа указанный максимум выражен слабее.

Все это легко объяснить расширением линий электрическими полями. При увеличении номера линии в серии растет число расщепленных компонент верхнего терма (см. таблицу 6) и, следовательно, растет ширина самой линии. Таким образом, наблюдаемое относительное постоянство эквивалентных ширин линий бальмеровской серии является результатом двух противоположно действующих эффектов; уменьшения величин $f_{ik}\delta_{ik}$ и увеличения расщепления верхнего уровня с растущим k . Уменьшение же эквивалентной ширины с увеличением k после указанного максимума есть результат того, что убывает f_{ik} и, следовательно, убывает оптическая толща в центральных частях линий. Поэтому, начиная с некоторого k , эта оптическая толща становится меньше единицы, т. е. линии образуются в оптически тонком слое. Следовательно, несмотря на продолжающееся (с ростом k) расширение крыльев линий [формула (11.55) и таблица 6], глубина линий в их центральных частях убывает, что ведет к убыванию и эквивалентной ширины. В дополнение к этому для высших номеров играет роль перекрытие крыльев линий из-за сближения последних. Большую роль при изменении W_λ с номером линии играет также закон изменения коэффициента непрерывного поглощения κ_ν с частотой. Этот закон различен для звезд разных классов.

2. Ширина линий бальмеровской серии в спектрах карликов значительно больше, чем в спектрах сверхгигантов. Иллюстрацией этого

эффекта может служить рис. 36. На этом рисунке воспроизведены микрофотограммы линий бальмеровской серии для сверхгиганта класса сА2 и обычной звезды класса А2, полученные Г. А. Шайном по спектрограммам, снятым на 40" рефлекторе Симеизской обсерватории.

Этот эффект легко объяснить, воспользовавшись формулой (13.26). Из формулы (13.26) следует, что расширение элек-

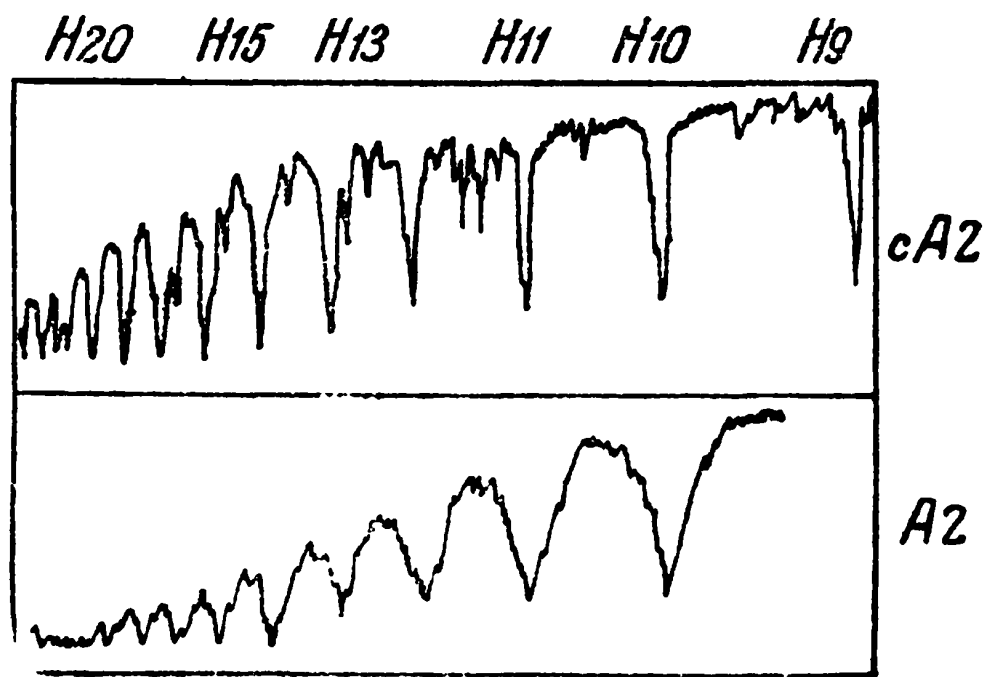


Рис. 36.

трическими полями тем больше, чем больше p_e или n_e . Следовательно, в атмосферах гигантов, где общая плотность, а значит, и n_e меньше, чем в карликах, будет меньше и эффект давления.

Типичные контуры линий H_γ , полученные из спектров, снятых с большой дисперсией, показаны на рис. 37. Пунктирная линия представляет контур линии H_γ в спектре сверхгиганта Ригеля (класс сВ8). Нижний контур — линия H_γ в спектре ζ Дракона — звезды главной последовательности того же класса,

Интересно, что вид контуров линий бальмеровской серии в спектрах сверхгигантов класса В обнаруживает небольшие изменения со временем. Кроме того, эти контуры имеют иногда небольшую асимметрию, которая также меняется со временем. Ничего подобного в спектрах звезд относительно низкой светимости (скажем, звезд главной последовательности) не наблюдается. Это указывает на совершенно особый характер строения атмосфер у сверхгигантов.

Особым строением атмосфер характеризуются также и белые карлики. В связи с огромной плотностью вещества в их атмосферах линии бальмеровской серии в их спектрах чрезвычайно широки.

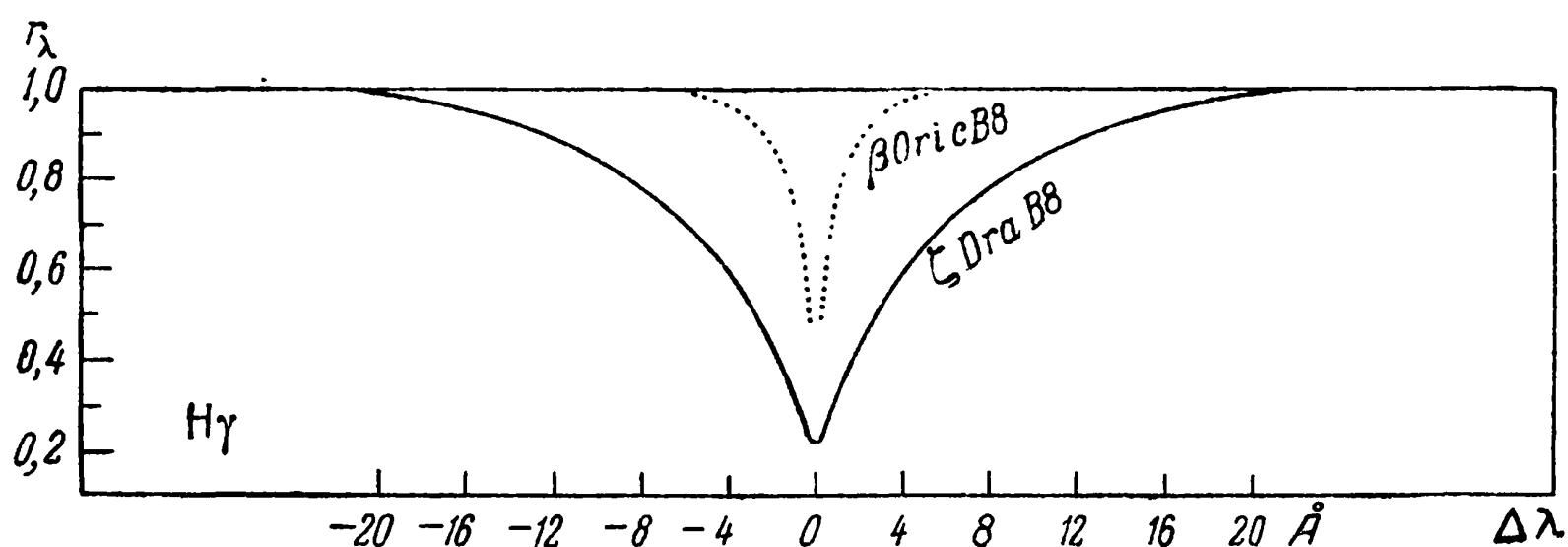


Рис. 37.

Рассмотрим теперь вопрос о количественном истолковании контуров бальмеровской серии в спектрах звезд. Здесь, как и ранее, основным вопросом является нахождение η_λ в функции T , p , p_e и ρ . Так как для внутренних бальмеровских линий существующая теория является весьма несовершенной, мы рассмотрим лишь крылья линий. Предполагая применимость статического случая, мы можем для них использовать формулу (13.26).

Коэффициент поглощения s_λ , определяемый формулой (13.26), рассчитан на один нейтральный водородный атом, находящийся во втором квантовом состоянии. Пусть таких атомов в 1 см^3 будет $n_{0,2}$. Тогда, учитывая (13.2), (13.3) и (13.9), мы найдем для коэффициента поглощения, рассчитанного на 1 г полной массы:

$$\sigma_\lambda = \frac{s_\lambda}{b m_H} \frac{n_{0,2}}{n_H}; \quad (13.27)$$

отношение $n_{0,2} : n_H$ мы можем, зная T и p_e , определить с помощью формул Саха и Больцмана (5.11) и (5.54). Что же касается величины x_ν , то в случае солнечной атмосферы следует использовать формулу (13.17). В звездах класса A0, где поглощение определяется главным образом нейтральным водородом, следует использовать (13.16) и т. д.

Особо следует остановиться на величине ϵ_* . Для первых членов серии Бальмера при не особенно высоких температурах величина $\epsilon_* \ll 1$. В этом случае, так же как и ранее, роль ϵ_* значительна лишь во внутренних частях линии, которыми мы сейчас не занимаемся. Однако для достаточно высоких температур плотность излучения уже столь высока, что большинство электронов, совершивших переход $2 \rightarrow k$, будет ионизовано излучением. Этот же случай соответствует истинному селективному поглощению с $\epsilon_* \approx 1$. Приближенное равенство $\epsilon_* \approx 1$ осуществляется для высших членов бальмеровской серии и при не особенно высоких температурах, ибо для этих линий энергия связи $\chi_{0,k}$ весьма мала, а поэтому относительно высока и вероятность фотоионизации с соответствующих уровней.

Мы будем иметь в виду первые члены бальмеровской серии в спектрах не особенно горячих звезд. Поэтому для указанных случаев можно принять *) без заметного ущерба для точности $\epsilon_* = 0$.

Построение контуров первых членов серии Бальмера на основании формул (13.26) и (13.27) производилось рядом авторов, главным образом на основании первых двух методов § 10. Эти подсчеты привели к следующим выводам: общий вид теоретических контуров, ширина линий и т. д. довольно удовлетворительно согласуются с результатами наблюдений. Наилучшее согласие между теорией и наблюдениями имеет место для внешних частей крыльев линий. Все это показывает, что статистическое расширение электрическими полями является главным фактором расширения бальмеровских линий. Однако более детальное сравнение теории и наблюдений обнаруживает ряд существенных неувязок. Так, во внутренних частях крыльев бальмеровской серии спектров горячих сверхгигантов теория показывает более пологое падение I_* к центру линий, чем это следует из наблюдений. Вообще для внутренних частей крыльев бальмеровских линий, особенно для самых центральных частей этих линий, согласие между теорией и наблюдениями оказывается очень часто неудовлетворительным. Причина расхождений пока еще не совсем ясна. Однако некоторые факторы, влияющие на результат, можно отметить. Во-первых, формула (11.56) и все из нее вытекающие справедливы лишь для чисто статического случая, когда возмущающие частицы (ионы) являются по отношению к атомам водорода неподвижными. Следовательно, вместо формулы (11.56) необходимо использовать более точную формулу с учетом взаимного движения возмущаемых и возмущающих частиц (см. § 11).

Далее, для сверхгигантов весьма значительным может оказаться влияние турбулентных движений, которое скажется сильнее всего для более центральных частей линий.

) Некоторые авторы подбирают ϵ_ опытным путем, стараясь добиться [например, по формуле (10.20)] того, чтобы теоретическая интенсивность в центре линии была равна наблюдаемой.

Наконец, следует иметь в виду, что бальмеровские линии являются субординатными линиями. Поэтому для них весьма существенной может оказаться некогерентность процессов переизлучения. Эта некогерентность должна проявляться двояко: во-первых, процессы обычного рассеяния типа $2 \rightarrow l \rightarrow 2$, где $l > 2$, являются некогерентными (см. рис. 24); во-вторых, электрон, совершив переход $2 \rightarrow l$, может опуститься не на уровень 2, а на какой-либо другой уровень, включая и основной. Точно так же электрон, поднявшийся на более высокий уровень l не со второго, а с другого уровня, может затем совершить переход $l \rightarrow 2$, испустив квант бальмеровской серии.

Процессы последних двух типов приводят, так сказать, к обмену энергиями между спектральными линиями (см. § 14).

Эти обстоятельства следует учесть при дальнейшем развитии теории контуров бальмеровских линий.

Особого внимания заслуживает проблема центральных интенсивностей в линиях бальмеровской серии. Этот вопрос будет нами рассмотрен в следующем параграфе. Однако здесь необходимо рассмотреть одно важное обстоятельство, непосредственно связанное с контуром бальмеровских линий. Так как в центральных частях этих линий коэффициент поглощения весьма велик, то наблюдаемое излучение вблизи частоты ν_0 будет исходить из самых поверхностных слоев звездной атмосферы, где общая плотность и, следовательно, ρ_e относительно малы. Поэтому при достаточно малых ρ_e может оказаться, что s_e будет определяться не расширением, вызванным электрическим полем, а в основном затуханием вследствие излучения совместно с доплеровским эффектом, т. е. формулой (11.39). Но так как образование центральных частей линий определяется действием относительно небольшого числа атомов, контур в центре линий согласно формуле (11.39) будет относительно узок. Таким образом, контур бальмеровских линий должен иметь следующий вид: на широкий контур, образованный межмолекулярными электрическими полями, в центре должна наложиться относительно узкая линия, вызванная затуханием вследствие излучения и эффектом Доплера. Ясно, что подобный «составной» контур должен быть резче всего выражен в спектрах обычных звезд, а не сверхгигантов, ибо в последнем случае само расширение линий электрическими полями неизмеримо менее резко выражено, чем в первом.

На возможность появления в спектрах звезд такого «составного» контура впервые обратил внимание Г. А. Шайн*). Он установил, что подобные контуры действительно наблюдаются у бальмеровских линий спектров звезд не особенно большой абсолютной светимости. Существование таких ядер (шириной порядка $1 \text{ \AA}$) в линиях бальмеровской серии важно в том отношении, что наблюдатели,

*) Г. А. Шайн, О ядрах водородных линий в спектрах звезд ранних классов, Известия Крымской астрофизической обсерватории 3, 46, 1948.

измеряющие лучевую скорость звезды по линиям водорода, определяют положение именно этих ядер, соответствующих наиболее высоким слоям атмосферы. Сравнивая полученные таким образом скорости со скоростями, полученными по менее глубоким линиям (с меньшими R_{ν_0}) и, следовательно, возникающими на меньших высотах, мы тем самым можем изучать относительные движения газов в звездных атмосферах.

5. Определение ускорения силы тяжести в атмосферах звезд по линиям бальмеровской серии. Построив теоретические контуры бальмеровских линий для звезд с различными значениями эффективной температуры T_e и ускорения силы тяжести g на поверхности, мы можем эти контуры использовать для определения g . Для этого, задавая какое-либо значение для T_e , близкое к эффективной температуре данной звезды, мы сравниваем наблюдаемый контур какой-либо бальмеровской линии с последовательностью теоретических контуров для ряда значений g . То значение g , которое приводит к наилучшему совпадению теории с наблюдениями, и следует принимать как искомое. Для надежности результатов то же самое можно сделать и по другим линиям бальмеровской серии. Наконец, такого рода определение g может быть проведено по одним полным поглощениям. Для этого по построенным теоретическим контурам предварительно должны быть вычислены (опять для совокупности значений T_e и g) величины W_λ .

Та важная роль, которую в определении величин g играет бальмеровская серия, связана с двумя обстоятельствами: 1) Вследствие зависимости s_λ от n_e через формулу (13.26) зависимость между эквивалентной шириной бальмеровских линий и величиной g получается резко выраженной *)—гиганты дают значительно меньшее W_λ и совсем другой контур, чем карлики (см. рис. 36, 37). 2) И наблюдения и теория согласно показывают, что эквивалентные ширины в первых линиях бальмеровской серии спектров ранних классов зависят от g гораздо сильнее, чем от T_e . Поэтому ошибка в принятой T_e для звезды не вызывает существенной ошибки в найденном g . При сравнении теоретических и наблюдаемых контуров следует добиваться совпадения внешних частей крыльев, ибо в более внутренних частях, как мы указывали, согласие между теорией и наблюдениями не является удовлетворительным.

Рассмотренный способ определения g имеет практическое значение. Если принять, что между массой и светимостью звезд, у которых мы определяем g , имеется однозначная зависимость, то для данной T_e однозначная зависимость имеется между g и светимостью звезды. Таким образом, зависимость между W_λ и g превращается в зависимость между W_λ и светимостью звезды. Тем самым водородные линии могут служить основой для определения спектральных параллаксов. Находя по W_λ светимость звезды и зная ее блеск, мы можем определить расстояние до звезды.

Не менее важным является определение g для сверхгигантов. Вычисления вышеуказанным способом, как и рядом других, показали, что величина g , находящаяся по линиям поглощения, оказывается существенно меньшей, чем обычная «динамическая» величина, задаваемая выражением

$$g = \frac{GM}{R^2}, \quad (13.28)$$

*) Для линий металлов затухание вследствие излучения играет при небольших плотностях более важную роль. Поэтому для указанных линий зависимость эквивалентных ширин от плотности является значительно более слабой!

где R — радиус «фотосферы» звезды. В связи с этим величину g , определенную по спектроскопическим данным, мы будем называть *эффективным ускорением силы тяжести* и будем обозначать через $g_{\text{эфф}}$.

Определение величины $g_{\text{эфф}}$ для сверхгигантов классов сВ5 — сА3 сравнением теоретических и наблюдаемых контуров провел Г. А. Шайн *). На рис. 38 дан пример такого сравнения для линии Нδ в спектре Ригеля, сверхгиганта класса сВ8. Для семи изученных сверхгигантов указанных классов оказалось, что $\lg g_{\text{эфф}}$ заключен между 1,0 и 1,4, а $\lg g$ около трех. Та же самая оценка для $\lg g_{\text{эфф}}$ в спектрах изученных Г. А. Шайном сверхгигантов получается и по многим линиям других элементов. Столь малое значение $g_{\text{эфф}}$ для атмосфер сверхгигантов должно, по мнению Г. А. Шайна, быть связано с совершенно особым строением их атмосфер. Они должны быть чрезвычайно протяженными.

Подобные же результаты ($g_{\text{эфф}} \ll g$) получаются и для сверхгигантов других классов. В частности, согласно О. А. Мельникову (см. примечания на стр. 186) это неравенство имеет место и для цефеид. Во всех этих случаях атмосферы звезд являются гораздо более протяженными, чем это следовало бы при гидростатическом равновесии с величиной g , определяемой формулой (13.28). Особенно отчетливо это проявляется при изучении спектра такого сверхгиганта, как холодный К-компонент системы ζ Возничего, где мы (см. § 12) можем изучать распределение плотностей в атмосфере К-звезды непосредственно.

И здесь градиент падения плотности вещества оказывается для металлов в 1000 раз меньше, чем это должно быть при гидростатическом равновесии.

Следовательно, в атмосферах сверхгигантов, кроме градиента газового давления, действует какая-то сила, направленная от центра звезды. Можно было бы предположить, что этой силой является градиент светового давления. Однако следует иметь в виду, что, например, различие «динамических» значений g , определяемых уравнением (13.28), у гигантов класса А0 и у звезд главной последовательности того же класса относительно невелико; среднее отношение обеих величин g в указанном случае порядка 10. В то же время совершенно невероятно, чтобы при таком относительно небольшом различии в ускорении силы тяжести световое давление приобрело столь огромное значение. Повидимому, дело обстоит гораздо сложнее. Вполне возможно, что в атмосферах сверхгигантов мы имеем дело с теми же факторами, которые поддерживают солнечную хромосферу (см. главу III).

Г. А. Шайн считает, что протяженность атмосфер сверхгигантов связана с истечением вещества из них. Это подтверждается изучением смещения линий различных элементов в спектрах сверхгигантов.

Кроме того, протяженность атмосфер сверхгигантов должна быть связана с «турбулентными» движениями в этих атмосферах. Однако является ли турбулентность следствием их протяженности или, наоборот, сама турбулентность является причиной протяженности атмосферы, — это пока не совсем ясно.

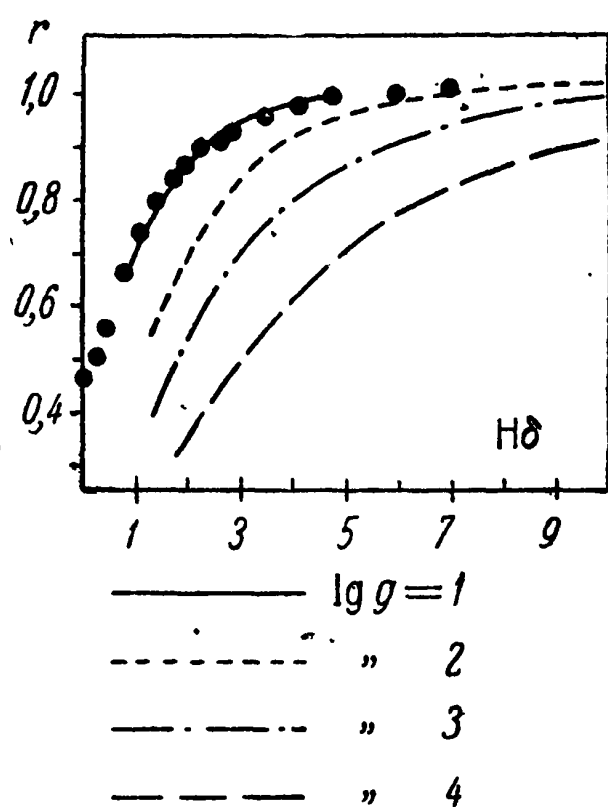


Рис. 38.

*) Г. А. Шайн, Some physical characteristics of the atmospheres of supergiants сВ5 — сА3. Бюллетень Абастуманской обсерватории 7, стр. 83, 1943.

6. Линии гелия. Искажение контуров соседними линиями. Перейдем теперь к линиям гелия. Расширение этих линий определяется в основном эффектами давления. Об этом свидетельствует целый ряд фактов. Наиболее существенным из них является присутствие в спектрах звезд запрещенных

линий поглощения гелия. Так, в коротковолновом крыле разрешенной линии нейтрального гелия $4471,6 \text{ } 2^3P^0 - 4^3D$ наблюдается «запрещенная» линия $4469,9 \text{ } 2^3P^0 - 4^3F^0$. Появление запрещенных линий есть результат воздействия межмолекулярных электрических полей на атомы гелия. Интенсивность запрещенных линий должна расти с полем F_0 , т. е. с числом n_e . Таким образом, эта интенсивность должна быть выше в спектрах звезд главной последовательности, чем в спектрах сверхгигантов, где p_e меньше. Это полностью подтверждается наблюдениями (рис. 39, на котором изображен контур линий $4471,6 \text{ \AA}$ и $4469,9 \text{ \AA}$ в звездах различной светимости, но примерно одного спектрального класса). В спектре сверхгиганта $\alpha^2 \text{ Б. Пса}$ запрещенная линия $4470 \text{ \AA}$ отсутствует, в то время как в спектре звезды главной последовательности $\gamma \text{ Пегаса}$ она является достаточно сильной. При увеличении g увеличивается и ширина самой линии $4471,6 \text{ \AA}$, что также является результатом растущего эффекта давления с ростом p_e .

Следующим фактом, свидетельствующим о большом значении эффектов давления для линий гелия, является то, что все линии диффузной побочной серии (переходы $P - D$) ортогелия и паргелия размыты, в то время как линии резких побочных серий (переходы $P - S$) узкие. Все это связано с тем, что более высокие термы D расщепляются электрическими полями гораздо сильнее, чем термы S, P .

Основным вопросом, возникающим при истолковании контуров линий гелия, является вопрос о том, что определяет уширение линий гелия, — затуха-

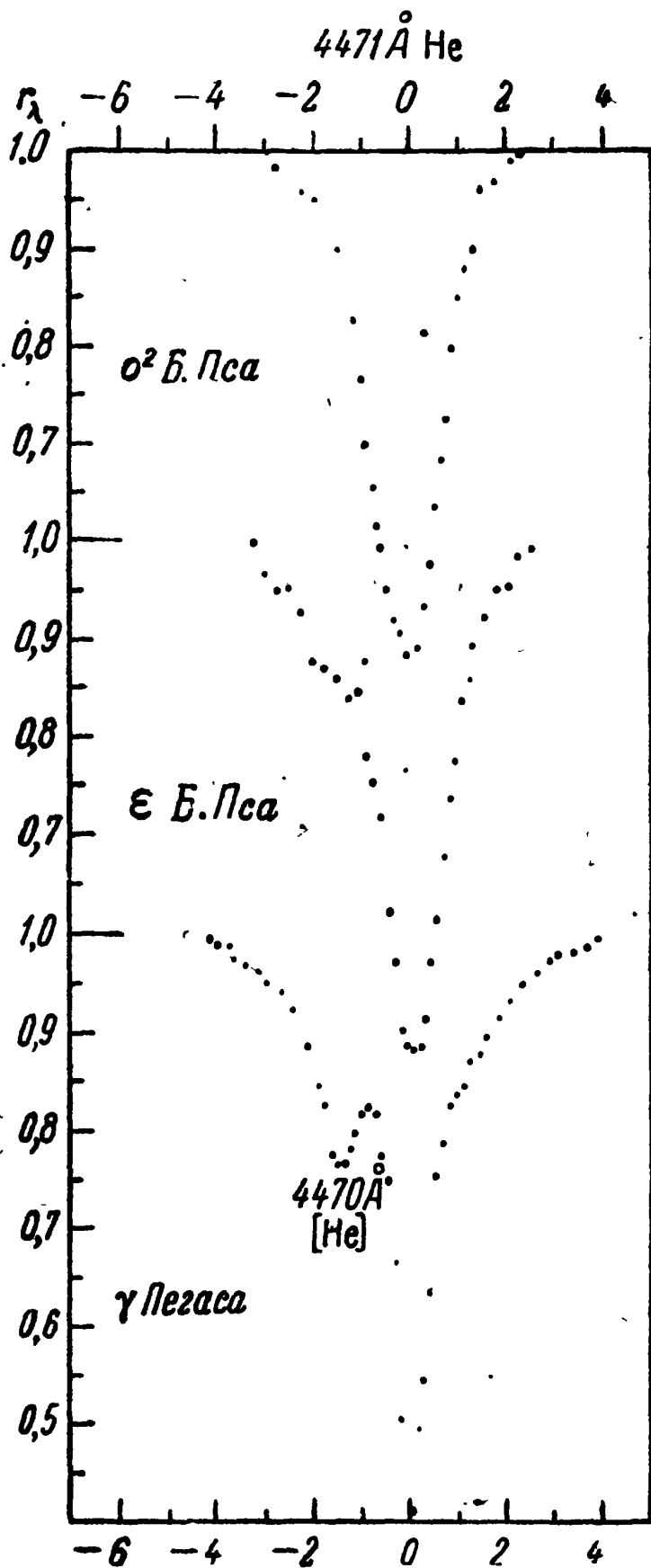


Рис. 39.

ние вследствие столкновений или межмолекулярные электрические поля. Существующие исследования как наблюдательные, так и теоретические показывают, что основным, повидимому, является затухание вследствие столкновений (возмущающими частицами должны быть в основном протоны). При расширении линий гелия электрическими полями смещение расщепленных компонент должно быть по отношению к нормальному положению несимметричным*). Таким образом, в этом случае должны быть несимметричными и линии поглощения. Однако наблюдения показывают, что, например, линии 4472 и

*) Как и вообще при квадратичном, а не линейном эффекте Штарка.

4388 Å имеют в основном симметричный контур, как это должно быть в случае затухания вследствие столкновений. Теоретические подсчеты также показывают, что ширина наблюдаемых линий гелия определяется затуханием вследствие столкновений. При этом теоретические контуры для достаточно сильных линий оказываются слегка несимметричными. Это связано с тем, что в крыльях и особенно во внешних их частях уже начинает проявляться статистическое уширение электрическими полями, которое должно быть тем больше, чем больше g . Повидимому, такого рода «статистические» крылья и видны на рис. 39 для γ Пегаса.

Однако количественное исследование контуров линий гелия находится пока в неудовлетворительном состоянии. При разработке теории необходимо наряду с эффектами давления учитывать доплеровское расширение (низкий атомный вес гелия), а также затухание вследствие излучения. Последнее особенно важно для терма 2^1P^0 вследствие частых переходов электрона на основной уровень (для системы триплетов этого нет).

Особым случаем являются те линии гелия ($P-D$), для которых зависимость расщепления от напряженности поля является не квадратичной, а линейной.

Эквивалентная ширина линий гелия также показывает зависимость от абсолютной величины звезды, о чем можно, например, судить из рис. 39. Поэтому и линии гелия могут быть использованы для определения величины g , хотя в данном случае зависимость величин W_λ от g гораздо слабее, чем в случае водородных линий.

В заключение вопроса о водородных и гелиевых линиях необходимо отметить следующее: учитывая влияние электрических полей на расширение этих линий, мы имели дело только с межмолекулярными «микроскопическими» электрическими полями. Электрических полей «макроскопического» характера, достаточно больших для того, чтобы производить заметное расширение и сдвиг линий поглощения, в атмосферах звезд пока не обнаружено, хотя присутствие там относительно небольших электромагнитных полей вряд ли может вызывать сомнения. Напротив, наличие на поверхности некоторых звезд большого магнитного поля (до 1500 гаусс) установлено вне всякого сомнения [4, стр. 185—222]. У некоторых из этих звезд магнитное поле меняется со временем, причем его изменения сопровождаются изменениями в интенсивности некоторых линий поглощения. Вопрос о природе общих магнитных полей на поверхности звезд представляется пока неясным.

Рассмотренные нами общие положения теории контуров линий поглощения относились к стационарным звездам, причем расширение линий определялось в основном свойствами атомов и взаимодействием между ними (эффекты давления). Наряду с этим существуют дополнительные факторы, ведущие к искажению таких «нормальных» контуров. Один из них — «турбулентность» — мы рассмотрели. Кроме «турбулентности», искажение контуров линий поглощения вызывается соседними линиями поглощения, а также вращением звезд и истечением вещества из них. Однако последний эффект велик лишь у нестационарных звезд и вообще звезд с особым характером спектра, которые мы здесь не рассматриваем.

Сделаем ряд замечаний в отношении искажения контуров соседними линиями поглощения. Этот эффект в ряде случаев (особенно для звезд поздних классов) является весьма значительным. В частности, в тех местах спектра (главным образом в ультрафиолете), где имеется сильное сгущение линий, взаимное перекрытие крыльев у соседних линий искажает не только сами линии, но и может создать общее ослабление непрерывного спектра в указанных областях.

При изучении контура линии (1), искаженной другой линией (2), необходимо исходить из общего уравнения переноса (9.29). При этом, однако, следует учитывать, что коэффициент поглощения в данной частоте σ_ν , в силу аддитивности поглощаемой энергии, является суммой коэффициентов $\sigma_\nu^{(1)}$

и $\sigma_{\nu}^{(2)}$, относящихся к обеим линиям. Это, конечно, вносит усложнение в теорию, ибо величины $\eta_{\nu}^{(1)}$ и $\eta_{\nu}^{(2)}$ могут меняться с частотой и глубиной различным путем. Следует также иметь в виду, что если искажающая линия (2) образуется в результате процессов истинного селективного поглощения (т. е. для нее $\epsilon_{\nu} = 1$), то $\sigma_{\nu}^{(2)}$ играет такую же роль, как и коэффициент непрерывного поглощения.

Если, например, в крыле более сильной линии (2) наблюдается слабая линия (1), то это означает, что слабая линия возникает в относительно внешних слоях звездной атмосферы, ибо крыло линии (2) задерживает все излучение, выходящее из нижних слоев атмосферы. Сравнивая такие линии с линиями, не ослабленными другими линиями, мы можем сделать ряд важных выводов о физическом состоянии (и химическом составе) различных слоев звездной атмосферы.

Подобную же роль в спектрах звезд ранних классов играет поглощение излучения за пределом бальмеровской серии. Здесь коэффициент непрерывного поглощения столь велик, что мы фактически наблюдаем излучение, идущее с самых поверхностных слоев звезды. Поэтому линии поглощения в указанной спектральной области будут ослаблены. Из сравнения линий поглощения, расположенных до и за пределом бальмеровской серии, мы также можем сделать ряд важных выводов о физическом состоянии (и химическом составе) различных слоев звездных атмосфер. Однако рассматриваемый вопрос пока является слабо разработанным.

7. Вращение звезд. В заключение настоящего параграфа рассмотрим вопрос об искажении контуров линий поглощения вследствие вращения звезд. Вращение звезды вызывает расширение всех линий поглощения в спектре звезды. Действительно, различные области видимой поверхности вращающейся звезды движутся по отношению к наблюдателю с различными лучевыми скоростями. Поэтому линия поглощения для каждого элемента видимого диска звезды будет в силу эффекта Доплера смещена на определенную величину. Наблюдая излучение всего диска звезды, мы получаем расширенные линии. Наибольшие скорости вращения встречаются у звезд ранних спектральных классов. Для двойных систем скорости вращения составляющих их звезд статистически тем больше, чем короче период обращения системы и чем больше амплитуда системы K .

Основной задачей теории линий поглощения, искаженных вращением, является сравнение теоретических контуров с наблюдаемыми для определения скорости вращения звезды. Впервые эта задача разрешена в работе Г. А. Шайна и О. Струве *).

Наибольшее применение получил следующий способ определения скорости вращения звезды из сравнения теоретического и наблюдаемого контура. Этот способ является развитием теории, разработанной Г. А. Шайном и О. Струве. Для построения контура какой-либо линии спектра вращающейся звезды в качестве исходного контура принимается наблюдаемый контур той же линии спектра невращающейся звезды того же класса. Задавая затем экваториальной скорости вращения звезды различные значения, для каждого из них мы строим теоретический контур, искаженный вращением. Сравнивая наблюдаемый контур той же линии спектра вращающейся звезды (того же класса) с построенной последовательностью теоретических контуров, мы находим скорость вращения звезды v , или, точнее, величину $v \sin i$, где i — угол между направлением на звезду и осью вращения звезды (см. далее).

*) G. Shajn and O. Struve, On the rotation of the stars. Monthly Notices 89, 222, 1929.

В связи с изложенным рассмотрим теперь, каким образом мы можем от контура невращающейся звезды перейти к контуру, искаженному вращением.

Расположим начало прямоугольной координатной системы ξ, η, ζ в центре звезды и ось ζ направим к наблюдателю (рис. 40). Вектор угловой скорости ω , как обычно, направим вдоль оси вращения звезды, причем ось η расположим так, чтобы вектор ω лежал в плоскости ζ, η . В рассматриваемом случае вектор ω будет иметь компоненты:

$$\omega = \{0, \omega \sin i, \omega \cos i\}, \quad (13.29)$$

где, как указано выше, i — угол между направлением на звезду и осью вращения звезды.

Положение какой-либо точки на поверхности звезды будет определяться вектором

$$r = \{\xi, \eta, \zeta\}. \quad (13.30)$$

Далее, вектор линейной скорости этой точки будет равен:

$$v = [\omega, r]. \quad (13.31)$$

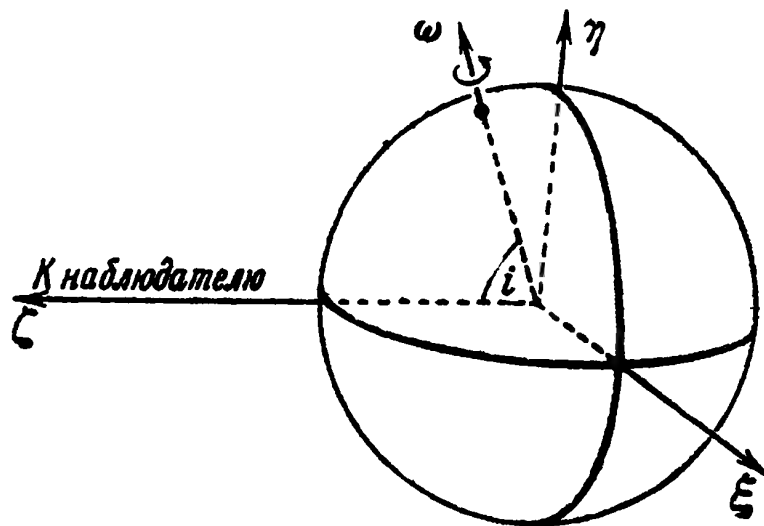


Рис. 40.

Следовательно, компонента этой скорости по лучу зрения, т. е. вдоль оси ζ , будет:

$$v_\zeta = \omega_\xi \eta - \omega_\eta \xi = -\xi \omega \sin i, \quad (13.32)$$

ибо $\omega_\eta = \omega \sin i$.

Из (13.32) мы видим, что лучевая скорость отдельных элементов на видимом диске звезды зависит только от координаты ξ . Следовательно, каждый элемент бесконечно узкой полосы, параллельной оси η , на видимом диске звезды имеет одну и ту же лучевую скорость.

В согласии с (11.30) и (13.32) каждая точка не искаженного вращением контура, соответствующего полоске с границами $\xi, \xi + d\xi$, будет смещена (по абсолютной величине) на

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{\lambda}{c} \xi \omega \sin i. \quad (13.33)$$

Если, далее, R — радиус звезды, то (13.33) можно переписать так:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{\lambda}{c} \frac{\xi}{R} v \sin i, \quad (13.34)$$

где $v = \omega R$ — линейная скорость вращения атмосферы звезды на экваторе. При этом $v \sin i$ будет лучевой скоростью на экваторе в точках с $\xi = \pm R$.

Получим теперь выражение для интенсивности излучения в какой-либо точке контура, искаженного вращением. Примем радиус звезды за единицу (предельные значения ξ и η будут тогда равны ± 1).

Пусть $I(\xi, \eta, \lambda - \lambda_0)$ будет интенсивностью излучения на диске невращающейся звезды в точке с координатами ξ, η и в расстоянии $\lambda - \lambda_0$ от центра линии. Если звезда вращается, то весь контур линии в точке (ξ, η) сместится на величину $\Delta\lambda$, определяемую формулой (13.34).

Теперь в выражение интенсивности I мы должны вместо λ_0 ввести $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$. Энергия, посылаемая к наблюдателю элементом $d\xi d\eta$ звездного диска за 1 сек. внутри сдиничного телесного угла и отнесенная к интервалу длин волн $\lambda, \lambda + d\lambda$, будет:

$$I\left(\xi, \eta, \lambda - \lambda_0 \left[1 \pm \xi \frac{v}{c} \sin i\right]\right) d\xi d\eta d\lambda. \quad (13.35)$$

Если бы интенсивность непрерывного излучения по всему диску звезды была бы постоянной, а контур линии во всех точках диска имел бы один и тот же вид, то согласно (13.35) величина I для данного ξ не зависела бы от η . Для реальных звезд это условие не соблюдается.

Чтобы получить энергию, излучаемую всем диском в данной длине волны, мы должны (13.35) проинтегрировать.

В результате для энергии, рассчитанной на единичный интервал длин волн, получим:

$$E_\lambda = 2 \int_{-1}^{+1} \left\{ \int_0^{\sqrt{1-\xi^2}} I \left(\xi, \eta, \lambda - \lambda_0 \left[1 \pm \frac{\xi}{c} v \sin i \right] \right) d\eta \right\} d\xi. \quad (13.36)$$

Вычисление величины E_λ для заданного $v \sin i$ и заданной λ производится следующим образом. Мы разбиваем видимый диск звезды на ряд узких полос, параллельных оси η , и для каждой из них (шириной $\Delta\xi$) подсчитываем вели-

чину $\left\{ \int_0^{\sqrt{1-\xi^2}} I d\eta \right\} \Delta\xi$. После этого производится суммирование всех таких эле-

ментов. При вычислении выписанной фигурной скобки мы пользуемся интенсивностями $I(\xi, \eta)$ для случая невращающейся *) звезды, но для

данной λ берем ту точку контура, которая соответствует расстоянию от центра линии $\lambda - \lambda_0 \left[1 \pm \frac{\xi}{c} v \sin i \right]$. Подобную же процедуру мы произ-

водим и для других λ , в результате чего находится контур линии, искаженный вращением.

При вычислении E_λ по формуле (13.36) следует иметь в виду, что в общем случае на диске звезды имеется потемнение к краю во всех длинах волн. Допустим, что контур линии на всем диске звезды один и тот же, т. е. во всех точках диска зависимость r_λ от λ одна и та же. В этом случае исходное распределение интенсивности внутри линии для какой-либо точки ξ, η звездного диска, т. е. функция $I(\xi, \eta, \lambda - \lambda_0)$, будет равняться:

$$I(\xi, \eta, \lambda - \lambda_0) = \varphi(\lambda, \vartheta) I(0, 0, \lambda - \lambda_0), \quad (13.37)$$

где $\varphi(\lambda, \vartheta)$ — закон потемнения на диске звезды для данной длины волны, причем $\sin \vartheta = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}$. Функция $\varphi(\lambda, \vartheta) \approx \varphi(\lambda_0, \vartheta)$ в пределах линии практически одна и та же. Ее следует брать из теории фотосфер. Для некоторых затменных переменных звезд она может быть определена из наблюдений.

Соответствующие подсчеты показывают, что эффект потемнения является обычно небольшим.

Если с удалением от центра линии меняется и сам контур, то вычисления оказываются более громоздкими. Однако пока необходимости учесть этот фактор не появлялось.

При очень больших скоростях вращения следует учитывать *гравитационный эффект*, который заключается в следующем. Из общей теории вращения звезд [16] следует, что поток πH_ν на поверхности звезды, вращающейся как твердое тело, пропорционален эффективному ускорению силы тяжести в данной точке. Следовательно, эффективная температура на полюсах должна быть больше, чем на экваторе. Таким образом, вращение звезды

*) Исключением является случай, где значительную роль играет гравитационный эффект (см. далее). Для этого же случая введение цифры 2 перед интегралом (13.36) должно быть заменено непосредственным интегрированием по $d\eta$ от $-\sqrt{1-\xi^2}$ до $+\sqrt{1-\xi^2}$.

в данном случае изменяет распределение энергии по диску звезды. При этом, поскольку в общем случае угол i отличен от 0° и от 90° , на диске звезды по отношению к плоскости ξ, ζ будет иметься асимметрия в распределении энергии.

Однако гравитационный эффект заметно искажает контур линии лишь при столь больших скоростях вращения, при которых центробежная сила на экваторе примерно равна силе тяготения. Наконец, в случае вращающихся звезд значительную роль может играть дифференциальный эффект вращения, проявляющийся в том, что внешние слои звезды на различных широтах могут иметь различные скорости. Подобный случай, как известно, имеет место для Солнца.

В качестве применения формулы (13.36) мы приводим на рис. 41 контур линии He I 4026 Å, искаженный вращением. Контуром с $v = 0$ является

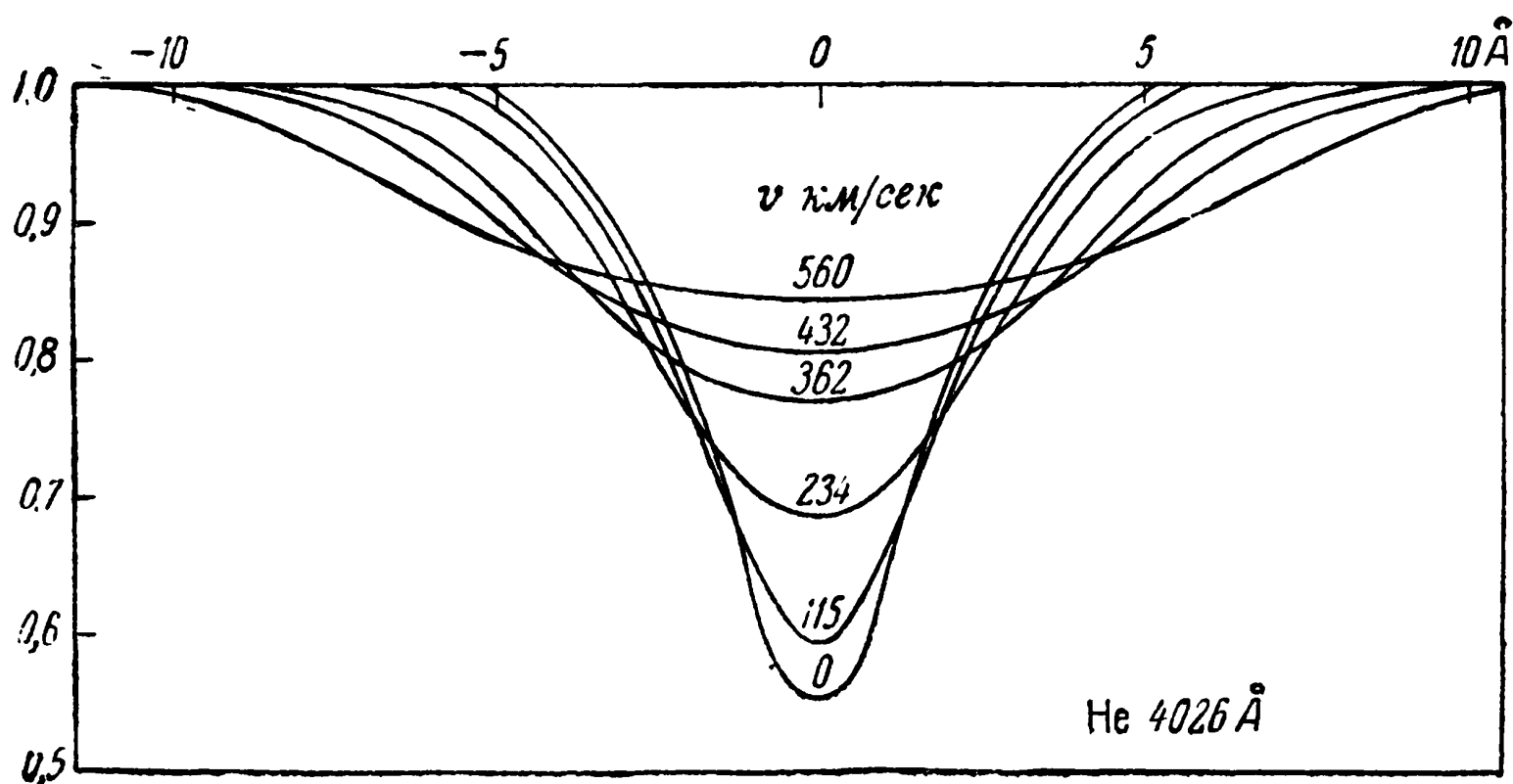


Рис. 41.

контур линии 4026 Å в спектре невращающейся звезды ι Геркулеса. Теоретические контуры вычислены для случая отсутствия потемнения. Учет этого эффекта исказил бы их мало; он сделал бы их слегка более глубокими и менее широкими.

Мы видим, что с увеличением $v \sin i$ контур поднимается и расширяется. При этом вращение звезды не сказывается на эквивалентной ширине линий.

Графики типа, приведенного на рис. 41, являются исходными для определения по наблюдаемым контурам величин $v \sin i$. Для сравнения теоретических и измеренных контуров следует приводить их к одной эквивалентной ширине. Необходимо подчеркнуть, что описанным образом мы определяем не $v_{\text{эkv}}$, а $(v \sin i)_{\text{эkv}}$. Наконец, следует указать, что изложенный метод определения $(v \sin i)_{\text{эkv}}$ не требует учета инструментального искажения, для чего исходный контур и наблюдаемые контуры, искаженные вращением, должны получаться одним и тем же инструментом. Очевидно, что эффект вращения действует сильнее на более глубокие линии, чем на более мелкие и размытые. Это является одним из критериев, позволяющим судить о том, вращается звезда или нет. Помимо того, существуют и другие критерии. А именно, вращение звезды вызывает расширение всех линий поглощения. Далее, уширение линий в спектре вращающейся звезды растет, грубо говоря, пропорционально длине волны [см. (13.34)]. Наконец, эффект вращения в отличие от многих других эффектов не влияет на отношения эквивалентных ширин.

К настоящему времени накопился довольно большой материал по величинам $v \sin i$. Выяснилось, что в ряде случаев эти величины могут достигать очень больших значений. Так, среди звезд класса В встречаются даже такие звезды, для которых $v \sin i$ достигает 400 км/сек. Звезды класса В, для которых $v \sin i$ превышает 200—300 км/сек, встречаются нередко. Наибольшими скоростями вращения обладают звезды класса Ве. Для некоторых из них $v \sin i$ превышает 500 км/сек. Звезды поздних классов вращаются со значительно меньшей скоростью. Так, линейная скорость вращения Солнца на экваторе составляет всего 2 км/сек. Случаи быстрого вращения у звезд поздних спектральных классов крайне редки. Это в основном звезды типа W Большой Медведицы; независимо от спектрального класса они показывают в своем спектре мелкие линии, несомненно, сильно искаженные вращением. К быстро вращающимся звездам следует отнести звезду HD 117555 класса G. В ее спектре линия H γ является яркой. Экваториальная скорость вращения у рассматриваемой звезды составляет 75 км/сек.

Накопление надежного материала по величинам $v \sin i$ для возможно большего числа вращающихся звезд является весьма важной задачей теоретической и наблюдательной астроспектроскопии.

В заключение отметим, что в спектрах затменных звезд наблюдается асимметричное искажение линий, которое полностью объясняется вращением затмеваемой звезды системы. Когда мы видим из-за затмевающей звезды один из краев диска затмеваемой и вращающейся звезды, приближение (или, наоборот, удаление) этого края к наблюдателю смещает линию поглощения в одну сторону, а поскольку мы видим конечный участок диска, соответствующий различным $\xi v \sin i$, результирующая линия будет асимметричной.

§ 14. Изменение контуров линий поглощения от центра солнечного диска к краю. Некогерентное рассеяние. Центральные остаточные интенсивности

1. Изменение контуров линий поглощения от центра к краю. Эффект взаимосвязи. Анализ контуров линий поглощения в различных точках солнечного диска является главнейшим методом проверки теории линий поглощения солнечного спектра. Действительно, в данном случае мы изучаем слои, образующие линии поглощения, в различных направлениях, т. е. вводим в нашу задачу новую переменную θ . Тем самым можно проверять, правильно ли мы установили распределение различных характеристик атмосферы с глубиной. К таким характеристикам относится и вид взаимодействия между излучением и атомами. Например, изучая контуры линий в различных точках солнечного диска, мы можем решить, что на различных глубинах является основным в образовании линий — рассеяние или истинное поглощение.

Таким путем мы, например, в начале § 9 смогли установить, что в солнечной атмосфере по крайней мере сильные линии образуются вследствие рассеяния света.

Допустим, что, исходя из определенных гипотез и используя надлежащим образом выбранные параметры, мы добились полного согласия между теоретическим и наблюдаемым контурами в центре солнечного диска. Тогда сопоставление результатов теории и наблю-

дений для различных точек диска явится проверкой исходных теоретических предпосылок и параметров.

Данный метод применим и для затменных переменных звезд. Здесь следует изучать линии в спектре затмеваемой звезды во время затмения и вне его.

Для того чтобы изучить контур какой-либо линии поглощения в различных точках диска, мы должны решить уравнение переноса (10.2) или же уравнение (9.32).

Уравнение (10.2) мы можем переписать так:

$$\frac{dI_\nu(\vartheta, \tau_\nu)}{d\tau_\nu} - I_\nu(\vartheta, \tau_\nu)(1 + \eta_\nu) \sec \vartheta + [J_\nu \eta_\nu(1 - \epsilon_\nu) + B_\nu(1 + \eta_\nu \epsilon_\nu)] \sec \vartheta = 0, \quad (14.1)$$

т. е. мы и здесь имеем уравнение вида (3.20). В соответствии с (3.21) решение уравнения (14.1) можно записать так:

$$I_\nu(\vartheta, \tau_\nu) = A_\nu e^{\sec \vartheta \int_0^{\tau_\nu} (1 + \eta_\nu) dt_\nu} + e^{\sec \vartheta \int_0^{\tau_\nu} (1 + \eta_\nu) dt_\nu} \int_{\tau_\nu}^{\infty} [(1 - \epsilon_\nu) \eta_\nu J_\nu + (1 + \epsilon_\nu \eta_\nu) B_\nu] e^{-\sec \vartheta \int_0^{t_\nu} (1 + \eta_\nu) dt_\nu} \sec \vartheta dt_\nu, \quad (14.2)$$

где A_ν — постоянная интегрирования.

Рассуждая теперь так же, как при получении (3.36) и (3.37), мы находим, что $A_\nu = 0$, и, следовательно, для границы атмосферы выходящая интенсивность $I_\nu(\vartheta, 0)$ будет равна:

$$I_\nu(\vartheta, 0) = \int_0^{\infty} [(1 - \epsilon_\nu) \eta_\nu J_\nu + (1 + \epsilon_\nu \eta_\nu) B_\nu] e^{-\sec \vartheta \int_0^{t_\nu} (1 + \eta_\nu) dt_\nu} \sec \vartheta dt_\nu. \quad (14.3)$$

Обозначив соответствующую интенсивность непрерывного спектра в частоте ν через $I_\nu^0(\vartheta, 0)$ и положив в этом случае $\eta_\nu = 0$, мы находим для остаточной интенсивности $r_\nu(\vartheta)$ в рассматриваемой точке диска такое выражение:

$$r_\nu(\vartheta) = \frac{I_\nu(\vartheta, 0)}{I_\nu^0(\vartheta, 0)} = \frac{\int_0^{\infty} [(1 - \epsilon_\nu) \eta_\nu J_\nu + (1 + \epsilon_\nu \eta_\nu) B_\nu] e^{-\sec \vartheta \int_0^{t_\nu} (1 + \eta_\nu) dt_\nu} \sec \vartheta dt_\nu}{\int_0^{\infty} B_\nu e^{-t_\nu \sec \vartheta} \sec \vartheta dt_\nu}. \quad (14.4)$$

Таким образом, для того чтобы найти зависимость $r_v(\vartheta)$ от частоты для различных заданных ϑ , мы должны знать зависимость величин B_v , J_v , η_v , ϵ_v от оптической глубины. Как это сделать для B_v , J_v , η_v , мы уже говорили подробно в §§ 10 и 13. Зависимость величины ϵ_v от глубины мы рассмотрим в конце настоящего параграфа. В большинстве случаев интегралы в (14.4) вычисляются методом численного интегрирования. Однако для некоторых случаев величину $r_v(\vartheta)$ можно получить в конечном виде. Например, для метода, изложенного в разделе 2 § 10, функции J_v и B_v могут быть взяты соответственно из формул (10.12) и (8.10), причем величина C_v определяется выражением (10.17), а параметры η_v и ϵ_v во всей фотосфере постоянны. Проводя в этом случае элементарное интегрирование, мы получаем для $r_v(\vartheta)$:

$$r_v(\vartheta) = [a_v + b_v \cos \vartheta]^{-1} \left\{ a_v + \frac{b_v \cos \vartheta}{1 + \eta_v} + \right. \\ \left. + \frac{\eta_v (1 - \epsilon_v) \left[\frac{2}{3} b_v - a_v (1 + \eta_v) \right]}{[1 + \eta_v + q_v \cos \vartheta] \left[\frac{2}{3} q_v + 1 + \eta_v \right]} \right\}, \quad (14.5)$$

где q_v задается выражением (10.9).

Выражение (14.5) для $r_v(\vartheta)$ мы можем рассмотреть отдельно для одного рассеяния ($\epsilon_v = 0$) и одного поглощения ($\epsilon_v = 1$) и полученные контуры сравнить друг с другом. Такое сравнение показывает, что внутри крыльев линий остаточная интенсивность (для определенной длины волны в линии) и закон изменения ее от центра солнечного диска к его краю почти не зависят от величины ϵ_v , т. е. от того, образуется линия поглощения (точнее ее крылья) вследствие рассеяния излучения или же вследствие истинного поглощения.

Представляется, далее, интересным сравнить зависимость $r_v(\vartheta)$ от угла ϑ для двух моделей: только что рассмотренной модели и простой модели § 9, в которой проводится разделение атмосферы звезды на «обращающий слой» и «фотосферу». Для рассеяния величина $r_v(\vartheta)$ дается формулой (9.24), для поглощения также может быть выведена соответствующая формула путем выделения некоторой области с границами $\tau_v = 0$ и $\tau_v = \tau_v^{(1)}$ в фотосферных моделях § 3. В этой области и должны образовываться линии поглощения.

Сравнение указанных моделей показывает, что изменение интенсивности крыльев при переходе от центра диска звезды (Солнца) к краю в обеих моделях весьма различно, причем этот вывод справедлив как для механизма рассеяния, так и для механизма поглощения. Иначе говоря, изменение контура в крыльях линий при переходе от центра к краю диска заметно зависит от строения звездной атмосферы.

Наконец, в центральных частях достаточно сильных линий изменение $r_{\nu_0}(\vartheta)$ с углом ϑ должно в сильной степени зависеть от того, какой процесс для этих частот является основным — поглощение или рассеяние. Так, например, в первом случае $I_{\nu_0}(\vartheta)$ будет для всех ϑ близко к $B_{\nu}(T_0)$ и будет мало зависеть от ϑ , в то время как при рассеянии интенсивность $I_{\nu_0}(\vartheta)$ будет меняться с ϑ совсем иным путем.

Рассмотрим кратко некоторые основные результаты наблюдений в отношении закона изменения контуров линий на солнечном диске. Для сильных линий наиболее общая закономерность заключается в том, что на самом краю диска (практически при $R \approx 0,995 R_{\odot}$) величины $r_{\nu}(\vartheta)$ внутри всего контура больше, чем соответствующие $r_{\nu}(\vartheta)$ в центре диска (ср. рис. 23 и 35). Вообще же изменение контура на всем диске (от $R=0$ до $R=0,995 R_{\odot}$) носит иногда весьма сложный характер и неодинаково для различных линий.

Эквивалентная ширина слабых линий, контур которых имеет инструментальный характер, растет обычно к краю диска, но на некотором расстоянии от центра диска достигает максимума и затем снова начинает убывать. Для очень слабых линий рост W_{λ} , по-видимому, непрерывен до самого края диска. В этом отношении очень слабые линии резко отличаются от сильных линий, где W_{λ} на краю меньше, чем в центре. Центральные остаточные интенсивности слабых линий в противоположность сильным линиям практически одинаковы на всем диске Солнца.

Перейдем теперь к результатам количественных сопоставлений изложенной общей теории с наблюдениями. Пример такого сопоставления нами уже приводился на рис. 35, из которого видно удовлетворительное совпадение теоретического и наблюдаемого контуров, хотя и имеются определенные неувязки. Выводы о наличии определенных неувязок между теорией и наблюдениями следуют и из большинства других работ, посвященных изучению изменения контуров на солнечном диске *). Это расхождение имеет место как для сильных (особенно в ультрафиолетовой области спектра), так и для слабых линий.

Причину находимых расхождений можно было бы усмотреть в недостаточно тщательном вычислении интегралов правой части (14.4); отказавшись от различных упрощений, таких, как, например, $\eta_{\nu} = \text{const}$, $B_{\nu} = a_{\nu} + b_{\nu}t_{\nu}$ и т. д., можно было бы попытаться усовершенствовать методы вычисления указанных интегралов. В частности, для связи B_{ν} с t_{ν} можно было бы использовать непосредственный метод, изложенный в конце § 7. Далее, можно достаточно точно учесть и изменение $I_{\nu}(\vartheta, \tau_{\nu})$ с ϑ при выводе зависимости J_{ν} от τ_{ν} и т. д. Однако все эти улучшенные расчеты, хотя их пока мало,

*) Подробное изложение таких исследований и найденных расхождений см. [2, стр. 534—540].

указывают, что использование выражения (14.4) не может дать достаточно удовлетворительного совпадения теории и наблюдений. Следует указать, что существующие наблюдения пока еще требуют дальнейшего уточнения. Обычно результаты различных наблюдателей несколько расходятся.

Особым случаем являются слабые линии. Наблюдения во время затмений установили, что эти линии как линии поглощения наблюдаются до самых крайних точек солнечного диска, где они должны были бы переходить в линии излучения (см. § 21). Этот факт можно объяснить, например, неровностью поверхности Солнца, благодаря которой мы наблюдаем излучение, выходящее из участков солнечной поверхности, ориентированных несколько различно по отношению к наблюдателю. Следовательно, даже там, где при «ровной» поверхности мы могли бы ожидать $\vartheta \approx \frac{\pi}{2}$, будут иметься участки с эффективными ϑ , отличающимися от указанного значения $\vartheta = \frac{\pi}{2}$. Это, конечно, усиливает линии поглощения на самом краю.

Возвратимся вновь к сильным линиям. Невозможность согласовать результаты, вытекающие из применения совершенно общей формулы (14.4), с наблюдениями приводит нас к мысли, что исходные предпосылки формулы неверны в полной мере. Напомним, что эта формула следует непосредственно из уравнения переноса (9.29). Вместе с тем в этом уравнении переноса основным предположением является то, что переизлучение внутри линий поглощения происходит без изменения частоты. Иначе говоря, каждый поглощенный квант переизлучается с той же частотой. Насколько это предположение является обоснованным, мы сейчас и рассмотрим.

В первую очередь мы рассмотрим процессы переизлучения для переходов, нижний уровень у которых не является основным. Важность этого случая состоит в том, что при переходах такого рода образуются субординатные линии, которых в звездных спектрах гораздо больше, чем резонансных.

Образование субординатных линий отличается от образования резонансных линий, начинающихся с основного уровня, следующим (см. рис. 24):

1. После поглощения атомом кванта в результате перехода $k \rightarrow l$ электрон может опуститься вниз на совершенно другой уровень, скажем, на основной с $i=1$. В этом случае частота излученного кванта будет резко отличаться от частоты поглощенного кванта, а излучение, соответствующее переходу $k \rightarrow l$ (т. е. коэффициент j_{kl}), будет ослаблено. Однако противоположно направленные переходы типа $1 \rightarrow l \rightarrow k$ будут вести к усилению переизлучения в частотах, соответствующих переходу $k \rightarrow l$. Таким образом, баланс энергии в субординатной линии (переходы $k \rightarrow l$) может быть подсчитан только с учетом связи этой линии с другими линиями, имеющими

с данной общий верхний или нижний уровень. Этот эффект мы будем далее именовать *эффектом взаимосвязи*.

2. Нижний уровень у субординатной линии является нерезким. Поэтому после поглощения атомом кванта $h\nu'$ электрон, совершивший переход $k \rightarrow l$, может опуститься на тот же уровень k , но на другой (энергетический) элемент этого уровня, в результате чего будет излучен квант $h\nu''$, слегка отличающийся от поглощенного $h\nu'$. В данном случае процесс переизлучения мы можем назвать *некогерентным*, имея при этом в виду, что понятие некогерентности здесь относится к частоте, а не к фазе. Ясно, что фаза в рассматриваемом процессе переизлучения остается той же самой (при отсутствии возмущающих факторов, например столкновений).

Эффект взаимосвязи изучался рядом авторов. Для каждой субординатной линии он может носить несколько различный характер, так как схема связанных с нею линий должна в общем случае быть различной.

Без учета некогерентности по частоте эффект взаимосвязи для какой-либо линии может быть исследован на основании баланса числа переходов в данной линии с учетом связанных с нею наиболее существенных линий. Этот баланс позволяет вычислить отношение числа атомов в верхнем и нижнем состояниях, а тем самым и изменение величины j_{ν} , вызванное эффектом взаимосвязи. Как пример учета взаимосвязи (без учета некогерентности) мы рассмотрим одну из важнейших линий звездных спектров — линию $H\alpha$, начинающуюся со второго уровня, а также линии $H\beta$, $H\gamma$, ... Можно считать, что преобладающая часть процессов поглощения, ведущих к образованию линии $H\alpha$, соответствует переходам $2p \rightarrow 3s$ и $2p \rightarrow 3d$. По сравнению с числом этих переходов число переходов $2s \rightarrow 3p$ мало (рис. 42). С другой стороны, попав на уровень $3s$ или $3d$, электрон будет в основном возвращаться вновь на уровень $2p$, ибо вероятность переходов вверх с уровней $3s$ и $3d$ для не очень горячих звезд мала по сравнению с вероятностью вообще перехода $3 \rightarrow 2$. Переходы же $3s \rightarrow 1s$ и $3d \rightarrow 1s$ запрещены правилами отбора для азимутального квантового числа. Таким образом, эффект взаимодействия для рассматриваемого случая (линии $H\alpha$) связан лишь с процессами $2s \rightarrow 3p$ (которые могут далее повести к переходу $3p \rightarrow 1s$, т. е. излучению кванта $L\beta$).

Поэтому из-за относительной редкости переходов $2s \rightarrow 3p$ рассматриваемый эффект не так велик, как могло показаться с первого взгляда.

То же самое, но несколько в меньшей степени, справедливо для линии $H\beta$ и т. д.

2. Некогерентность процессов рассеяния. Сейчас мы рассмотрим эффект взаимосвязи для линий бальмеровской серии и показали, что этот эффект невелик. Однако в других случаях он может оказаться более значительным. В действительности наряду

с эффектом взаимосвязи мы должны одновременно учитывать и эффект некогерентности.

При некогерентном рассеянии света основное выражение (9.5) для коэффициента излучения j_ν

$$j_\nu = \sigma_\nu \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} \quad (14.6)$$

должно быть, очевидно, заменено следующим [17]:

$$j_\nu = \int \int I_\nu p(\nu, \nu', \gamma) \sigma_{\nu'} d\nu' \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (14.7)$$

где $p(\nu, \nu', \gamma) d\nu$ — вероятность того, что излучение частоты ν' рассеивается в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ в направлении, образующем угол γ с первоначальным лучом.

Важность процессов некогерентного рассеяния в звездных атмосферах выяснилась в самое последнее время. В частности, выяснилось, что некогерентность (как по частоте, так и по фазе) имеет место и для резонансных линий. Рассмотрим причины, могущие вести к появлению некогерентности как субординатных, так и резонансных линий.

1. Некогерентность, возникающая из-за тепловых, турбулентных и других движений поглощающих и излучающих атомов. В общем случае компоненты скорости движущегося атома в направлении движения поглощенного и переизлученного квантов не совпадают. Поэтому должны различаться и частоты поглощаемых и переизлучаемых квантов, если даже рассеяние неподвижными атомами данного рода полностью когерентно.

2. Некогерентность, вызванная размытостью нижнего уровня. В основном это относится к субординатным линиям*). Здесь в общем случае (см. рис. 24) величина переизлученного кванта $h\nu''$ отлична от величины поглощенного кванта $h\nu'$. При наличии сильного поля излучения (очень горячие звезды) размытым может оказаться и основной уровень [см. формулу (11.20)]. В этом случае когерентность нарушается и для резонансных линий.

Интересно отметить, что в рассматриваемом нами сейчас случае для процессов излучения и поглощения квантов существует следующее ограничительное условие: в данной линии за достаточно большое время сумма величин $h\nu$ для всех поглощенных атомом квантов должна равняться сумме величин $h\nu$ для всех переизлученных этим же атомом квантов. Это условие вытекает, конечно, из закона сохранения энергии.

Оба вышеприведенных случая появления некогерентности связаны с некогерентностью только по частоте, ибо здесь непрерывность волнового процесса не нарушается.

*) Кроме того, для субординатных линий определенную роль играет эффект взаимосвязи (см. выше).

3. Некогерентность, вызванная эффектами давления. Этот фактор в звездных атмосферах является, повидимому, наиболее важным, ибо, как мы видели в §§ 12 и 13, расширение уровней атомов в звездных атмосферах определяется в значительной мере эффектом давления за исключением, возможно, сверхгигантов. Рассмотрение этого эффекта показывает, что в данном случае переизлучение поглощаемых квантов должно быть полностью некогерентным как по частоте, так и по фазе. Это легче всего уяснить для случая статистического уширения. Если, например, процесс поглощения атомом кванта происходит в тот момент, когда вблизи атома находится возмущающая частица, то частота поглощенного кванта будет отличаться от частоты кванта, поглощенного в отсутствии возмущающей частицы. К тому моменту, когда электрон возвращается на исходный уровень, возмущающая частица может удалиться от атома достаточно далеко, ввиду чего частота излученного кванта будет отличаться от частоты поглощенного кванта. Разность (избыток или потеря) энергии поглощенного и излученного квантов увеличит (или уменьшит) энергию возмущающей частицы, кинетическая энергия которой (в бесконечности) будет теперь отличаться от ее исходной величины в точности на разность энергий поглощенного и излученного квантов (если, конечно, поглощающий атом возвращается в свое исходное состояние и некогерентностью в невозмущенном атоме можно пренебречь).

В рассматриваемом случае частоты поглощенных и излученных квантов являются совершенно независимыми, и переизлучение квантов будет полностью некогерентным. Все это применимо, например, к расширению водородных линий межмолекулярными электрическими полями. Случай уширения линий вследствие столкновений подобен случаю статистического уширения.

Из всего сказанного вытекает, что при наличии эффектов давления частоты поглощаемых и излучаемых квантов должны быть в общем случае отличны друг от друга. Более того, процессы рассеяния при наличии эффектов давления являются полностью некогерентными. Кроме того, рассматриваемая здесь некогерентность является некогерентностью как по частоте, так и по фазе. Действительно (см. § 11), эффекты давления как раз и обусловлены изменением фазы колебаний у поглощающих и излучающих атомов.

Рассмотрим теперь, как должно измениться уравнение переноса при наличии процессов некогерентного рассеяния. При этом мы рассмотрим некогерентность, вызванную только эффектами затухания вследствие столкновений. Мы видели в §§ 12 и 13, что во многих случаях эти эффекты являются основными в расширении линий поглощения.

В рассматриваемом случае рассеяние является полностью некогерентным. Это означает, что распределение переизлученных квантов по частоте не зависит от распределения по частоте излучения, возбуждающего атомы. Следовательно, распределение переизлученных

квантов по частоте будет определяться законом (11.22) или соответственно (11.23), т. е. энергия, переизлучаемая при полностью некогерентном рассеянии, должна быть пропорциональной σ_ν — *коэффициенту поглощения в линии* *).

Рассмотрим теперь конкретный пример составления уравнения переноса для резонансных линий. При этом следует учесть, что в общем случае расширение этих линий определяется как эффектами давления, так и затуханием вследствие излучения. Строгое разделение обоих этих факторов при написании уравнения переноса представляет пока еще не решенную задачу. Однако если мы будем исходить из модели классического осциллятора, то указанное разделение можно произвести следующим образом. Пусть постоянная затухания вследствие излучения для данной линии будет γ_k , а постоянная затухания вследствие столкновений γ_0 . В этом случае поглощение излучения будет определяться коэффициентом поглощения (11.24) с $\delta_{ek} = \frac{1}{4\pi}(\gamma_k + \gamma_0)$, причем $\gamma_1 \approx 0$, ибо линия резонансная. Тогда анализ показывает, что из поглощаемой энергии доля $\gamma_k : (\gamma_k + \gamma_0)$ будет переизлучена когерентно, т. е. частоты поглощаемых и излучаемых квантов будут равны. Доля же $\gamma_0 : (\gamma_k + \gamma_0)$ будет переизлучена полностью некогерентно, причем в соответствии с вышесказанным распределение переизлученной энергии по частоте будет тождественно с зависимостью s_ν (или σ_ν) от частоты.

Соответственно коэффициент излучения j_ν состоит из двух частей. Первая часть, соответствующая когерентно рассеиваемому свету, будет иметь вид

$$(j_\nu)_k = \frac{\gamma_k}{\gamma_k + \gamma_0} \sigma_\nu \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (14.8)$$

Вторую часть можно написать, исходя из полного количества энергии, поглощаемой одним граммом вещества:

$$4\pi \int \sigma_{\nu'} d\nu' \int I_{\nu'} \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (14.9)$$

Из этой энергии доля $\gamma_0 : (\gamma_k + \gamma_0)$ рассеивается некогерентно. И так как мы имеем дело с полностью некогерентным рассеянием, то для второй части j_ν можно написать:

$$(j_\nu)_{nk} = \frac{\gamma_0}{\gamma_k + \gamma_0} \sigma_\nu^{(n)} \int \sigma_{\nu'} d\nu' \int I_{\nu'} \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (14.10)$$

*) Ибо указанные законы распределения вероятности одинаковы как для процессов излучения, так и для процессов поглощения.

где $\sigma_v^{(n)}$ — коэффициент поглощения, нормированный к единице, т. е.

$$\sigma_v^{(n)} = \frac{\sigma_v}{\int \sigma_v d\nu} \quad (14.11)$$

(σ_v — коэффициент поглощения в линии, определяемый обычным образом). Интеграл от (14.10) по всей линии должен дать нам выражение (14.9), умноженное на $\gamma_c : (\gamma_k + \gamma_c)$.

Следовательно, если мы не будем учитывать процессов истинного поглощения, уравнение переноса вместо (9.30) примет вид

$$\begin{aligned} \cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{\rho dh} = & (\kappa_\nu + \sigma_\nu) I_\nu(\vartheta) - \\ & - \frac{\sigma_\nu}{\gamma_k + \gamma_c} \left\{ \gamma_k \int I_{\nu'} \frac{d\omega}{4\pi} + \frac{\gamma_c}{\int \sigma_{\nu'} d\nu'} \int I_{\nu'} \frac{d\omega}{4\pi} \right\} - \kappa_\nu B_\nu. \end{aligned} \quad (14.12)$$

Присоединение к правой части (14.12) дополнительных членов с множителем ϵ_ν не может быть произведено без особого анализа того, в какой степени рекомбинации на k -й уровень могут изменить второе слагаемое фигурной скобки написанного уравнения.

Точное решение уравнения (14.12) для случая $\gamma_k = 0$, т. е. решение уравнения

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{\rho dh} = (\kappa_\nu + \sigma_\nu) I_\nu(\vartheta) - \frac{\sigma_\nu}{\int \sigma_{\nu'} d\nu'} \int I_{\nu'} \frac{d\omega}{4\pi} - \kappa_\nu B_\nu, \quad (14.13)$$

было получено в явном виде В. В. Соболевым [17]. Этот случай представляет большой интерес, ибо, как мы видели в §§ 12 и 13, во многих случаях действительно $\gamma_k \ll \gamma_c$.

Резкость построенных на основе полученного решения контуров линий поглощения уменьшается с приближением к краю диска; это соответствует результатам наблюдений. Вычисления Мюнха для К-линии Ca II на основе решения уравнения (14.12) при определенных предположениях приводят также ко вполне удовлетворительному согласию с наблюдаемым изменением контура линии К на солнечном диске. Таким образом, учет некогерентного рассеяния как будто устраняет расхождения между теоретическими и наблюдаемыми контурами, хотя, конечно, необходима дальнейшая большая работа. В частности, было бы весьма интересно применить точное решение В. В. Соболева к некоторым линиям солнечного спектра. Кроме того, весьма важной является разработка физических основ теории некоге-

рентного рассеяния с привлечением лабораторных данных *). Следует указать, что существующие лабораторные данные полностью подтверждают гипотезу о некогерентности процессов рассеяния при наличии уширяющих соударений. Ортман и Грингсгейм показали (используя ртутные лампы), что когда атомы газа возбуждаются излучением узкой резонансной линии, то новая линия, возникающая в результате процессов переизлучения, значительно шире, чем первая, и имеет контур, который полностью определяется процессами уширения вследствие столкновений рассматриваемых атомов с другими атомами.

Сейчас мы рассмотрели процессы некогерентного рассеяния, связанные с эффектами давления. Если же некогерентность возникает только из-за размытости нижнего уровня (субординатные линии), то, как показывает анализ, рассеянное излучение является не полностью некогерентным, но как бы состоит из двух частей. Первая из них соответствует когерентному рассеянию, вторая некогерентному рассеянию. Однако, повидимому, и субординатные линии расширены в основном эффектами давления. Поэтому следует ожидать, что изложенные соображения о полностью некогерентном рассеянии должны быть применимы и к этим линиям.

В заключение необходимо сделать следующее замечание. Как наблюдения, так и теория (хотя пока еще несовершенная) показывают, что различие между контурами линий в случае когерентного и некогерентного рассеяния относительно невелико. Это означает, что все наши количественные выводы, касающиеся таких параметров, как турбулентная скорость, постоянная затухания, число поглощающих атомов (и тем самым химический состав) и т. д., не должны сильно измениться при замене процессов когерентного рассеяния процессами некогерентного рассеяния. Иначе говоря, все наши количественные данные указывают, повидимому, правильный порядок величин.

3. Центральные остаточные интенсивности линий поглощения. Сравнение теории с наблюдениями. Перейдем теперь к вопросу об остаточных интенсивностях в центральных частях линий поглощения. Мы уже неоднократно указывали, что между результатами подсчетов и наблюдениями имеется серьезное расхождение. А именно, для центра достаточно сильных линий солнечного спектра ($\nu = \nu_0$), где согласно (9.17) и (10.20) следовало бы (при $\epsilon_\nu = 0$) ожидать условия $r_{\nu_0} \approx 0$, наблюдаемые величины r_{ν_0} заключены обычно между 0,05 и 0,2. Такие же неувязки существуют не только для Солнца, но и для других звезд. Вообще на основании формул (9.17) и (10.20) с $\epsilon_\nu = 0$ всегда для достаточно сильных линий следует ожидать выпол-

*) Теорию диффузии резонансного излучения с учетом изменения частоты в процессе поглощения и испускания см. Л. Б и б е р м а н, К теории диффузии резонансного излучения. Журнал экспериментальной и теоретической физики 17, 416, 1947.

нения условия $r_{\nu_0} \approx 0$. В этом легко убедиться, подставив в указанные формулы достаточно большое значение τ_{ν_0} или соответственно η_{ν_0} . Насколько предположения рассмотренной теории не согласуются с наблюдениями и для звезд несолнечного типа, можно заключить, например, из рис. 43, составленного для линии Н γ Г. А. Шайном [19] на основании симеизских спектрограмм. По оси абсцисс

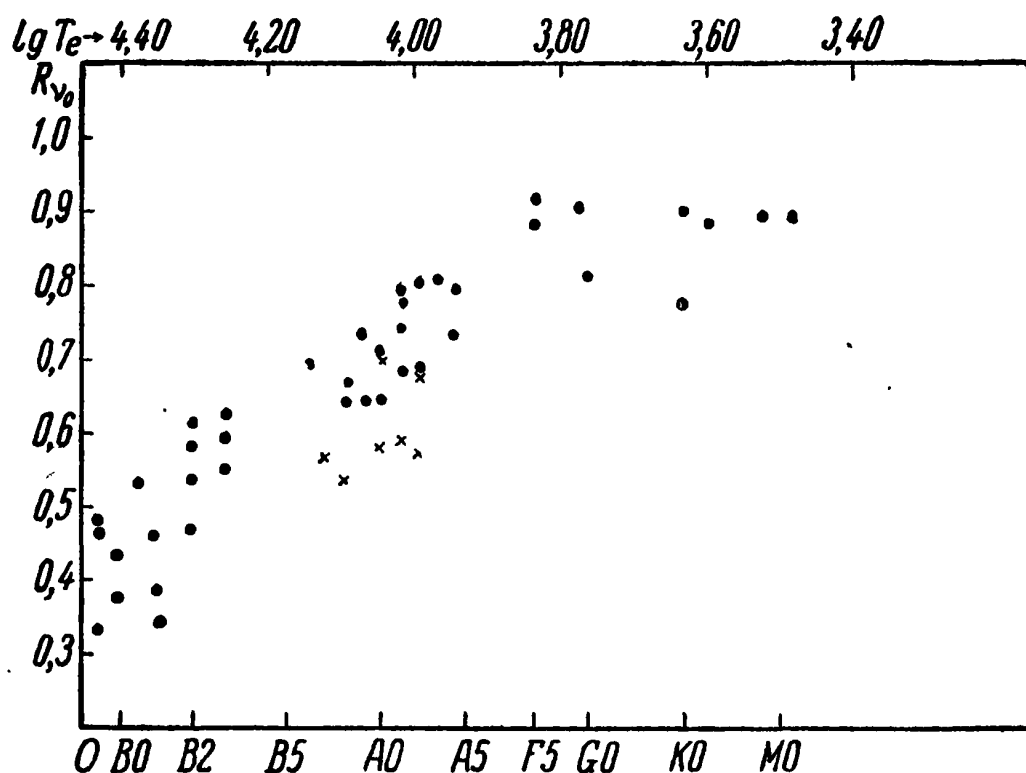


Рис. 43.

отложены типы спектров от O до M0 и $\lg T_e$, по оси ординат — глубина $R_{\nu_0} = 1 - r_{\nu_0}$. Из этого графика можно усмотреть, что в пределах классов F5—B2, где линия Н γ должна рассматриваться как достаточно сильная, величина R_{ν_0} весьма заметно отличается от единицы, а тем самым r_{ν_0} — от нуля.

Перейдем теперь к возможному истолкованию рассмотренных результатов. Выясним вначале, в какой мере интенсивность внутри линии определяется процессами истинного поглощения. В § 9 мы видели, что при преобладающей роли процессов истинного поглощения ($\epsilon_{\nu} \approx 1$) интенсивность излучения в центре сильной линии поглощения должна быть близка к $B_{\nu}(T_0)$ и притом для всех углов ϑ . Таким образом, если интенсивность излучения в соседних с линией местах непрерывного спектра равна $B_{\nu}(T_E)$, где T_E — температура излучения (см. § 8), то r_{ν_0} можно с достаточным приближением представить как

$$r_{\nu_0} \approx \frac{B_{\nu}(T_0)}{B_{\nu}(T_E)}. \quad (14.14)$$

(В ряде случаев можно принять, что $T_E \approx T_e$.)

Следовательно, в данном случае r_{ν_0} будет иметь вполне заметную величину, отличную от нуля. Правда, в § 9 мы показали, что центральные части линий поглощения в солнечном спектре образуются

в основном не вследствие процессов истинного поглощения, а вследствие процессов рассеяния. Однако, все же некоторая часть поглощаемых квантов ϵ_ν переизлучается в соответствии с законами истинного поглощения. Вместе с тем очевидно, что введение в формулу (10.20) величины $\epsilon_\nu > 0$ повышает r_ν по сравнению со случаем $\epsilon_\nu = 0$. Эту возможность мы сейчас и рассмотрим. При этом мы пока будем иметь в виду только линии солнечного спектра; о звездах других спектральных классов мы скажем позже.

При получении остаточной интенсивности r_ν в центре сильной линии мы будем основываться на следующих упрощенных рассуждениях.

Так как для рассматриваемой линии коэффициент поглощения σ_ν в ее центральных частях очень велик, мы будем наблюдать излучение, исходящее из весьма неглубокого поверхностного слоя солнечной фотосферы. Внутри этого слоя, захватывающего частично и нижние части хромосферы, мы будем считать температуру постоянной (см. § 21) и равной поверхностной температуре T_0 . В связи с малой толщиной рассматриваемого слоя мы будем считать величины $\eta_\nu = \frac{\sigma_\nu}{\kappa_\nu}$ и ϵ_ν также не зависящими от глубины. Следовательно, мы можем использовать формулу (10.18), положив в связи с предполагаемым постоянством температуры $b_\nu = 0$. Что же касается потока $H_\nu^{(0)}(0)$, соответствующего непрерывному спектру, то для него мы примем:

$$H_\nu^{(0)}(0) = B_\nu(T_E), \quad (14.15)$$

где T_E — температура излучения. Величина T_E в случае справедливости линейного разложения (8.10) может быть определена из (14.15) и (10.19). В общем случае это можно сделать, приравняв $\pi B_\nu(T_E)$ теоретическому потоку πH_ν в излучении непрерывного спектра на границе атмосферы. Наконец, величину T_E можно определить и из наблюдений.

Учитывая сказанное, мы найдем для r_ν :

$$r_\nu = \frac{4}{3} \sqrt{3} \frac{\sqrt{1 + \epsilon_\nu \eta_\nu}}{\sqrt{1 + \eta_\nu} + \frac{2}{3} \sqrt{3} \sqrt{1 + \epsilon_\nu \eta_\nu}} \frac{B_\nu(T_0)}{B_\nu(T_E)}. \quad (14.16)$$

Для $\epsilon_\nu = 1$ мы получим приближенно *) равенство (14.14), что и следовало ожидать.

Следует вместе с тем отметить, что применять формулу (14.16) для $\eta_\nu = 0$ нельзя, ибо мы ее получили для случая $\eta_\nu \gg 1$, т. е. для центра сильных линий. Применение (14.16) для $\eta_\nu = 0$ законно лишь в том случае, если во всей атмосфере звезды $T = T_0 = \text{const}$.

*) Появляющийся при этом множитель 1,07 перед $B_\nu(T_0) : B_\nu(T_E)$ возникает из-за математических упрощений метода, в частности из-за введения формулы (14.15).

В центре достаточно сильной линии обычно не только η , но и ϵ, η , значительно больше единицы. В этом случае формула (14.16) примет вид

$$r_v \approx \frac{4}{3} \sqrt{3} \sqrt{\epsilon_v} \frac{B_v(T_0)}{B_v(T_E)} = 2,3 \sqrt{\epsilon_v} \frac{B_v(T_0)}{B_v(T_E)}, \quad (14.17)$$

причем считается, что $\epsilon_v \ll 1$.

В солнечном спектре для $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ $T_E \approx 6200^\circ$, для $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ $T_E \approx 6000^\circ$. При $T_e = 5710^\circ$ находим по формуле (4.25), что $T_0 \approx 4640^\circ$. С этими числами получаем для $\lambda \approx 4500 \text{ \AA}$ отношение $B_v(T_0) : B_v(T_E) \approx 0,17$, а для $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ $B_v(T_0) : B_v(T_E) \approx 0,30$. Таким образом, в первом случае перед величиной $\sqrt{\epsilon_v}$ формулы (14.17) будет стоять множитель, близкий к 0,4, во втором — близкий к 0,7. Отсюда и из формулы (14.17) следует, что если, например, $r_{v_0} \approx 0,05$ в центре линии поглощения, расположенной вблизи $\lambda = 4500 \text{ \AA}$, то должно быть $\epsilon_v \approx 0,016$, а для линии, расположенной вблизи $\lambda = 6000 \text{ \AA}$, должно быть $\epsilon_v \approx 0,005$.

Рассмотрим теперь, какие значения ϵ_v мы можем ожидать для сильных линий солнечного спектра. Для определенности будем рассматривать резонансные линии. Нижнему уровню такой линии мы припишем значок 1, верхнему — k .

Напомним, что величина ϵ_v дает нам долю энергии, преобразующейся в тепловую энергию, от всей селективно поглощаемой энергии. Ясно, что эта величина дает также и долю числа переходов, соответствующих процессам истинного поглощения, от полного числа переходов, сопровождающихся поглощением квантов.

Имея в виду получение приближенной величины r_{v_0} , мы не будем учитывать переходы с уровня k вверх на выше расположенные дискретные уровни.

Рассмотрим теперь электроны, попадающие с основного уровня на уровень k вследствие процессов поглощения (переходы типа $1 \rightarrow k$). Попад на уровень k , эти электроны могут уйти с него тремя путями: 1) Вследствие переходов обратно на основной уровень. Число таких переходов, рассчитанное на один возбужденный атом, будет равно коэффициенту A_{k1} . 2) Вследствие процессов фотоионизации с уровня k . Число таких процессов мы обозначим через C_{kf} ; оно равно выражению (8.6), поделенному на $n_{r,k}$. 3) Вследствие соударений второго рода, переводящих атомы с k -го уровня на основной без процессов излучения кванта $h\nu_{1k}$. Пусть число таких процессов, рассчитанное на один возбужденный атом, будет равно c_{k1} .

Из этих трех процессов первый соответствует рассеянию, последние два — преобразованию лучистой энергии в тепловую. Так как полное число переходов с k -го уровня, рассчитанное на один атом, равно $A_{k1} + C_{kf} + c_{k1}$, а число переходов, соответствующих истинному

поглощению, равно $C_{kf} + c_{k1}$, то

$$\epsilon_v = \frac{C_{kf} + c_{k1}}{C_{kf} + c_{k1} + A_{k1}}. \quad (14.18)$$

Из самого смысла этой формулы видно, что величина ϵ_v должна быть одной и той же внутри всей линии *).

В формуле (14.18) слагаемым c_{k1} (как в числителе, так и в знаменателе) мы можем пренебречь. Действительно, мы видели, что центральные части линий поглощения возникают в самых внешних слоях солнечной атмосферы. В этих слоях плотность частиц мала, и следовательно, соударения второго рода не могут там играть сколько-нибудь заметной роли. Этот вывод подтверждается и непосредственными вычислениями. Таким образом, величину $\epsilon_v = \epsilon$ можно подсчитывать по формуле

$$\epsilon_v = \epsilon = \frac{C_{kf}}{C_{kf} + A_{k1}}. \quad (14.19)$$

Для нахождения величин C_{kf} мы можем обратиться к формуле (8.6). Если воспользоваться приближенной формулой (10.16), написанной для границы, то на основании (8.6) будем иметь:

$$C_{kf} \approx \frac{2\pi}{h} \int_{\nu_k}^{\infty} (H_\nu)_{\tau_\nu=0} \frac{(k'_\nu)_k}{\nu} d\nu. \quad (14.20)$$

При этом для оценки C_{kf} мы можем в области, наиболее существенной для фотоионизации данного атома с k -го уровня, положить $(H_\nu)_{\tau_\nu=0} = B_\nu(T_E)$, где T_E — температура излучения. Для уровней атомов водорода, а также уровней других атомов с небольшой энергией связи $\chi_{r,k}$, мы можем при вычислении $(k'_\nu)_k$ использовать формулу (5.24). Для глубоких термов с большими $\chi_{r,k}$ следует использовать каждый раз непосредственные квантовомеханические расчеты или лабораторные данные.

В таблице 7 приведены значения C_{kf} , полученные по формуле (14.20) с использованием равенства $(H_\nu)_{\tau_\nu=0} = B_\nu(T_E)$ и формулы (5.24). В последней формуле положено $Z = 1$, $g' = 1$ и $n = k = 2$.

Хотя данные таблицы являются приближенными, тем не менее мы можем, исходя из них, подсчитать порядок величин ϵ . Рассмотрим сначала линии D_1 и D_2 натрия, для которых согласно наблюдениям r_{ν_0} примерно 0,05—0,06. Для них $\chi_{0,k} = 3,03$ эв. Если мы примем как верхний предел $T_E = 6500^\circ$, то для этих линий $C_{kf} \approx 9 \cdot 10^4$. С другой стороны, для них $A_{k1} \approx 6 \cdot 10^7$. Отсюда мы получаем для рассматриваемых линий $\epsilon \approx 0,0015$, а также $r_{\nu_0} \approx 0,03$.

*) Более строгое обоснование этого см. в обзоре по линиям поглощения [18, стр. 57].

Для линии $\lambda = 4227 \text{ \AA}$ Ca I с наблюдаемой $r_{\nu_0} \approx 0,03$ коэффициент перехода $A_{21} \approx 1,4 \cdot 10^8$, $\chi_{0,k} \approx 3,2 \text{ эв}$, $C_{kf} \approx 6 \cdot 10^4$, $\varepsilon \approx 4,3 \cdot 10^{-4}$ и теоретическое значение $r_{\nu_0} \approx 0,007$. Таким образом, в обоих

Таблица 7

$\chi_{r,k}$ [эв]	$T_E = 4900^\circ$ C_{kf}	$T_E = 6500^\circ$ C_{kf}
2	$2 \cdot 10^5$	$7,5 \cdot 10^5$
3	$1,5 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^4$
4	$1 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^4$
6	5	225
8	0,03	4,5

случаях теоретическое значение r_{ν_0} меньше наблюдаемого. Еще хуже положение обстоит для линий H и K ионизованного кальция. Для них $\chi_{1,k} = 8,7 \text{ эв}$ и, следовательно, по таблице 7 $C_{kf} < 1$. С другой стороны, например, для K-линии $A_{k1} \approx 1,4 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Отсюда находим, что в данном случае ε по порядку равно или меньше 10^{-8} , что пренебрежимо мало для объяснения наблюдаемого значения r_{ν_0} , равного 0,07—0,08.

4. Учет отклонений от термодинамического равновесия для Солнца. Звезды других спектральных классов. Сделаем попытку учесть влияние возможных отклонений от локального термодинамического равновесия на последний член правой части уравнения (10.2). Так как он выражает излучение, соответствующее процессам истинного поглощения, то указанные отклонения мы можем представить, умножая просто ε, η, B_ν на некоторую величину Q . Если $Q > 1$, то излучение будет больше, чем при выполнимости законов термодинамического равновесия; если $Q < 1$, то излучение будет меньше. В рассматриваемом случае уравнение (10.2) примет вид:

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{d\tau_\nu} = (1 + \eta_\nu) I_\nu(\vartheta) - (1 - \varepsilon_\nu) \eta_\nu J_\nu - B_\nu - Q \eta_\nu \varepsilon_\nu B_\nu. \quad (14.21)$$

Для того чтобы написать в явном виде величину Q , рассмотрим физическую сторону только что проведенных нами подсчетов. Увеличение r_{ν_0} за счет отличия ε_ν от нуля вызвано рекомбинациями на k -й уровень, т. е. захватами электронов на этот уровень. В самом деле, рассмотрим процессы типа $1 \rightarrow k \rightarrow f$ и $f \rightarrow k \rightarrow 1$. При термодинамическом равновесии оба типа процессов взаимно компенсируются. В самых же внешних слоях атмосферы Солнца (звезды) интенсивность излучения в линии мала, будучи ослабленной в отношении r_{ν_0} ; поэтому переходы типа $1 \rightarrow k$, а следовательно, и $k \rightarrow f$ происходят реже, чем при термодинамическом равновесии. На процессы же типа $f \rightarrow k \rightarrow 1$ понижение интенсивности в частоте линии практически не влияет. Каждый процесс типа $f \rightarrow k \rightarrow 1$ приводит к созданию кванта в частоте линии. Преобладание этих процессов и должно увеличивать центральную интенсивность линий поглощения.

По существу рассмотренный случай является примером *флуоресценции*, т. е. процессом, при котором кванты с большей энергией преобразуются в кванты с меньшей энергией. Действительно, в дан-

ном случае число переходов, соответствующих замкнутому циклу $1 \rightarrow k \rightarrow f \rightarrow 1$, будет в силу указанных причин меньше, чем число переходов, соответствующих циклу $1 \rightarrow f \rightarrow k \rightarrow 1$. Иначе говоря, процессы преобразования квантов больших энергий $h\nu_{1f}$ в кванты меньших энергий $h\nu_{fk}$ и $h\nu_{1k}$ будут происходить гораздо чаще, чем обратные процессы с последовательным поглощением двух квантов $h\nu_{1k}$ и $h\nu_{kf}$ и переизлучением одного кванта $h\nu_{1f}$.

Основываясь на этих представлениях, рассмотрим вопрос о величине Q . Так как практически каждый электрон, попадающий на уровень k , опускается тотчас же на основной уровень (коэффициент C_{kf} гораздо меньше, чем A_{k1}), создавая дополнительное излучение в центре линии, то интенсивность этого последнего излучения пропорциональна числу рекомбинаций на k -й уровень. Вместе с тем при наличии равновесия число рекомбинаций, совершающихся в 1 см^3 за 1 сек., должно быть равно числу фотоионизаций в том же объеме и за то же время. Поэтому увеличение по каким-либо причинам этого числа фотоионизаций должно приводить к увеличению числа захватов C_{fk} , а тем самым и к увеличению дополнительных переходов A_{k1} . С другой стороны, число фотоионизаций, совершающихся в 1 см^3 , будет в основном определяться переходами типа $1 \rightarrow f$, ибо, как мы видели, атомов в k -м возбужденном состоянии мало. Следовательно, число переходов A_{k1} , создающих дополнительное излучение, должно быть пропорционально коэффициенту C_{1f} . Имея это в виду, мы можем для Q написать:

$$Q = \frac{C_{1f}}{C_{1f}^{(t)}}, \quad (14.22)$$

где $C_{1f}^{(t)}$ — число фотоионизаций, соответствующее случаю термодинамического равновесия, а C_{1f} — такое же число в отсутствии термодинамического равновесия.

Более строгое рассмотрение данного вопроса приводит к выражению [18, стр. 57]:

$$Q = \left(\frac{C_{1f}}{C_{1f}^{(t)}} \right) : \left(\frac{C_{kf}}{C_{kf}^{(t)}} \right). \quad (14.23)$$

Отличие (14.23) от (14.22) заметно лишь в тех случаях, где верхний терм k расположен достаточно глубоко. К такому случаю относятся линии H и K Ca II, для которых $\chi_{1,k} = 8,7 \text{ эв}$.

Если мы теперь примем, что внутри относительно тонкого слоя, в котором создается наблюдаемая центральная остаточная интенсивность, величина Q постоянна, а также постоянны (см. выше) величины η_v , ϵ_v и $B_v(T) \approx B_v(T_0)$, то получим решение уравнения (14.21), пользуясь методом § 10; а именно, вместо уравнения (10.5) получается уравнение

$$\frac{1}{4} \frac{dH_v}{d\tau_v} = (1 + \epsilon_v \eta_v) (J_v - \mu_v B_v), \quad (14.24)$$

где

$$\mu_\nu = \frac{1 + \eta_\nu \epsilon_\nu Q}{1 + \eta_\nu \epsilon_\nu}, \quad (14.25)$$

в то время как уравнение (10.6) останется без изменения. Далее, на основании уравнений (10.6) и (10.24), с учетом того, что $\mu_\nu B_\nu = \mu_\nu B_\nu(T_0) = \text{const}$, мы получим вместо (10.10) уравнение

$$\frac{d^2 (J_\nu - \mu_\nu B_\nu)}{d\tau_\nu^2} = q_\nu^2 (J_\nu - \mu_\nu B_\nu) \quad (14.26)$$

и его решение

$$J_\nu = \mu_\nu B_\nu(T_0) + C_\nu e^{-q_\nu \tau_\nu}. \quad (14.27)$$

Наконец, определяя таким же путем, как и в § 10, постоянную C_ν , мы найдем для потока $H_\nu(0)$ в центре сильной линии соотношение

$$H_\nu(0) = \frac{4}{3} \frac{1 + \eta_\nu \epsilon_\nu Q}{1 + \eta_\nu \epsilon_\nu} \frac{q_\nu B_\nu(T_0)}{1 + \eta_\nu + \frac{2}{3} q_\nu}. \quad (14.28)$$

Вводя, далее, соотношением (14.15) поток $H_\nu^0(0)$, получим для r_ν :

$$r_\nu = \frac{1 + \eta_\nu \epsilon_\nu Q}{1 + \eta_\nu \epsilon_\nu} \frac{4}{3} \sqrt{3} \frac{\sqrt{1 + \epsilon_\nu \eta_\nu}}{\sqrt{1 + \eta_\nu + \frac{2}{3}} \sqrt{3} \sqrt{1 + \epsilon_\nu \eta_\nu}} \frac{B_\nu(T_0)}{B_\nu(T_E)}. \quad (14.29)$$

Если теперь учесть, что для центра сильной линии не только $\eta_\nu \gg 1$, но и $\eta_\nu \epsilon_\nu \gg 1$, первый множитель в (14.29) оказывается равным Q , и мы вместо (14.17) будем иметь формулу

$$r_\nu \approx 2,3Q \sqrt{\epsilon_\nu} \frac{B_\nu(T_0)}{B_\nu(T_E)}. \quad (14.30)$$

Таким образом, формула (14.30) отличается от (14.17) множителем Q .

Возвращаясь к проведенным нами подсчетам величины r_{ν_0} , мы видим, что для объяснения наблюдаемого значения r_{ν_0} в случае D-линий Na I должно быть $Q \approx 2$, а для линии 4227 Å Ca I должно быть $Q \approx 4$. Таким образом, путем введения даже относительно небольших величин Q можно добиться соответствия теории с наблюдениями. Для этого нужно только предположить [см. формулу (14.22)], что плотность излучения, ионизирующего атомы Na I и Ca I с первого уровня, всего в несколько раз превышает плотность излучения при термодинамическом равновесии. Однако центральную остаточную интенсивность линий H и K солнечного спектра объяснить таким путем нельзя. Действительно, применение здесь формулы (14.17) дает для r_{ν_0} величину порядка 10^{-4} или даже меньше, т. е. значение r_{ν_0} ,

полученное из наблюдений ($r_{\nu} \approx 0,07—0,08$), более чем в 700 раз превосходит теоретическое значение r_{ν_0} . Следовательно, в данном случае необходимо, чтобы значение Q было не менее 700, что представляется весьма сомнительным. Наибольшей трудностью является то, что для линий Н и К величина $\chi_{1,k} = 8,7$ эв мало отличается от потенциала ионизации Ca II — $\chi_1 = 11,8$ эв. Поэтому обе скобки в (14.23) не могут сильно отличаться друг от друга. Следовательно, для таких линий, где $\chi_{r,k}$ велико, рассматриваемая теория является, повидимому, несостоятельной. Чем же тогда можно объяснить наблюдаемые значения r_{ν} в центре линий Н и К и им подобных? Здесь в последнее время наметилась новая возможность. В. В. Соболев показал [17], что процессы некогерентного рассеяния также ведут к заметному повышению r_{ν_0} . Возможно, что именно таким путем и будет объяснена аномально высокая интенсивность в центре многих линий поглощения солнечного спектра. Кроме того, процессы некогерентного рассеяния, возможно, объяснят наблюдаемые значения r_{ν_0} и для линий D₁ и D₂, Na I, 4227 Å Ca I и т. д. без введения гипотетического множителя Q^*), хотя, вообще говоря, процессы флуоресценции (при $Q = 1$) должны для некоторых линий играть существенную роль. Следует отметить, что эти процессы могут возникать не только из-за понижения плотности излучения в одном каком-либо звене цикла переходов (в выше-рассмотренном случае таким звеном были переходы $1 \rightarrow k$). Как будет показано в главе IV, посвященной планетарным туманностям, флуоресценция должна возникать во всех тех случаях, где фактор разрежения излучения W , входящий в формулу (8.4), меньше единицы. Это, в частности, осуществляется и для наружных слоев атмосферы Солнца (звезд), ибо там, как мы знаем, $W \approx \frac{1}{2}$.

Для изучения явлений флуоресценции составляются уравнения стационарности, каждое из которых число всех переходов в 1 см^3 за 1 сек. на какой-либо данный уровень рассматриваемого атома приравнивает числу переходов в том же 1 см^3 за 1 сек., исходящих с этого уровня. Решение таких уравнений, написанных для различных уровней, и дает ответ на поставленную задачу.

Эффективность процессов флуоресценции должна усиливаться при наличии факторов, повышающих ионизацию атомов. Все это, повидимому, должно играть большую роль для линий H α , H β , ... солнечного спектра [18, стр. 75]. При проведении количественного анализа следует помнить, что в большинстве случаев роль флуоресценции ослабляется правилами отбора.

В заключение необходимо сделать следующее замечание. Мы видели, что практически во всех случаях величина $\epsilon_{\nu} = \epsilon \ll 1$. Но

*) Действительно, наблюдения и теоретические подсчеты говорят о том, что в области фотоионизации Na I и Ca I правильней было бы использовать первый столбец таблицы 7 и считать Q не больше единицы.

это означает, что, отойдя совсем недалеко от центра линий, мы будем иметь не $\epsilon, \eta \gg 1$, а противоположное неравенство $\epsilon, \eta \ll 1$. Следовательно, в соответствии с (10.20) и (10.9) для переходных частей линий и для крыльев линий влиянием величины ϵ , мы можем пренебречь и считать там $\epsilon = 0$.

Следует указать, что, несмотря на то, что в крыльях мы можем положить $\epsilon \approx 0$, все же их образование для сильных линий соответствует скорее случаю термодинамического равновесия, чем рассеянию. Действительно, в § 15 мы увидим, что для центра сильной линии фактически во всей атмосфере, за исключением самых внешних ее частей, $J_\nu \approx B_\nu$, а это означает (см. тот же § 15), что возбуждение атомов происходит в соответствии с законами термодинамического равновесия. Сумма же $(1 - \epsilon_\nu) \sigma_\nu J_\nu + \sigma_\nu \epsilon_\nu B_\nu$ уравнения (9.29) равна $\sigma_\nu B_\nu$ как в случае одновременного выполнения равенств $J_\nu = B_\nu$ и $\epsilon_\nu = 0$, так и в случае выполнения одного только равенства $\epsilon_\nu = 1$.

Согласно (10.20) и (10.9) полагать $\epsilon_\nu \approx 0$ мы можем во многих случаях и для слабых линий, для которых η_ν невелико даже в центре линии, если, конечно, ϵ_ν не близка к единице, так что $\epsilon_\nu \eta_\nu < 1$. На этот вывод мы уже ссылались в предыдущих параграфах. Вообще же во всех подобных случаях следует соблюдать осторожность. В частности, для линий с небольшой энергией связи $\chi_{r,k}$ и малыми коэффициентами перехода A_{ki} величина ϵ_ν согласно (14.19) и таблице 7 может приближаться к единице. В еще большей степени это относится к горячим звездам, где велика плотность ионизирующего излучения и, следовательно, велики коэффициенты S_{kf} .

Обсудим теперь кратко вопрос о центральных интенсивностях линий поглощения в спектрах звезд несолнечного типа. При переходе от Солнца к более горячим звездам быстро растет плотность излучения в далекой ультрафиолетовой области спектра, а тем самым повышается и роль процессов флуоресценции, особенно у достаточно горячих звезд с протяженными оболочками, где фактор разрежения W может даже удовлетворять неравенству $W \ll 1$. При определенных условиях флуоресценция приводит к появлению ярких линий. Этот случай будет особо рассмотрен в главе IV.

Повышение плотности ультрафиолетового излучения при переходе к горячим звездам влечет за собой также рост величины S_{kf} , а тем самым рост ϵ_ν . Поэтому у достаточно горячих звезд величина ϵ_ν может сделаться равной единице даже для сильных линий с большими A_{ki} . В этом случае r_ν будет определяться формулой (14.14). Таким образом, сильные линии самых различных элементов, но расположенные примерно в одном и том же спектральном участке, должны давать (для указанных звезд) примерно одно и то же значение r_ν . Это обстоятельство подтверждается наблюдениями [19, стр. 67]. По интенсивности указанных линий в их центре можно оценивать поверхностную температуру T_0 .

В заключение следует отметить, что одним из дополнительных факторов увеличения r_0 могло бы быть повышение кинетической температуры во внешних слоях атмосфер некоторых классов звезд [20, стр. 114 — 115].

§ 15. Методы изучения химического состава звезд. Результаты исследований

1. Применение элементарной теории кривых роста к изучению химического состава звезд. Средняя электронная концентрация. Вопрос о химическом составе звездных атмосфер и вообще небесных светил имеет большое космогоническое значение. Сравнивая состав различных космических образований, мы можем делать те или иные заключения об эволюции окружающего нас мира. В связи с этим вопросу о химическом составе небесных светил всегда уделяется исключительное внимание. Изучение химического состава звездных атмосфер рассматривается как одна из главнейших задач теории звездных атмосфер.

Следует отметить, что получению достаточно точного химического состава предшествует приближенное установление некоторого «исходного» химического состава, ибо само физическое состояние вещества звездной атмосферы зависит от ее химического состава. Решать же одновременно обе задачи: и задачу строения звездной атмосферы, и задачу нахождения химического состава атмосферы, чрезвычайно трудно. Поэтому мы пользуемся методом последовательных приближений — каждый успех в решении задачи о химическом составе атмосферы уточняет наши знания о ее физическом строении и дает возможность вновь уточнить химический состав.

В настоящее время в методах изучения химического состава звездных атмосфер наметилось два пути. Первый из них основывается на применении элементарной теории кривых роста, второй — на изучении контуров линий различных элементов, точнее на тех соображениях, которые были изложены в § 13. Второй метод также может предполагать построение кривых роста, но уже на более точной основе.

Имея в виду отмеченное в § 12 несовершенство современной теории кривых роста, следует считать второй метод значительно более точным, чем первый. Однако в настоящее время первый метод по целому ряду причин нашел себе большее применение. Вторым методом применяется пока преимущественно при определении химического состава Солнца.

Общие соображения, связанные с определением химического состава по кривым роста, мы уже излагали в § 12. А именно, из наблюдений находятся величины L уравнения (12.37), а из равенства (12.38) — числа N_r . Для того чтобы найти число всех атомов данного элемента над 1 см^2 , необходимо учесть все стадии ионизации, т. е. найти

сумму $\sum_r N_r$. Это можно сделать так. Если все сколько-нибудь существенные стадии ионизации данного вещества имеют линии поглощения в рассматриваемой области спектра, то величина $\sum_r N_r$ получается путем сложения величин N_r , непосредственно определенных по кривой роста.

Если же какая-либо стадия ионизации r , в которой находится значительное число атомов, не представлена наблюдаемыми линиями поглощения, то число N_r можно определить из числа N_{r-1} или N_{r+1} (смотря по тому, что известно) при помощи формулы Саха (5.11). Для этого должны быть известными температура T и электронное давление p_e .

При этом величины T и p_e должно быть являются некоторыми средними для всей атмосферы, что, конечно, вносит сразу же известную неопределенность. В частности, до сих пор представляется неясным, какую температуру следует вводить в формулу Саха: эффективную температуру звезды T_e или же следует соответствующую температуру определять особо. В частности можно определять ее так. Если для двух каких-либо элементов мы нашли по кривой роста отношение чисел N_r в двух последовательных стадиях ионизации (например, $N_r:N_{r-1}$ и $N_{s+1}:N_s$), то, написав дважды формулу Саха для одного и для другого элемента, мы будем иметь два уравнения с двумя неизвестными, T и p_e . Однако этот метод часто приводит к различным значениям T и p_e (если использовать не одну пару элементов, а несколько пар). Поэтому приходится брать средние значения T и p_e из определенных по нескольким парам элементов, что само по себе не является удовлетворительным методом и отражает лишь несовершенство современной теории кривых роста.

Если же мы возьмем для T в формуле Саха одно определенное значение, например T_e , то p_e можно определять по таким элементам, для которых известно отношение чисел атомов в двух последовательных фазах ионизации. И здесь обычно для разных элементов получаются различные значения p_e (иногда различие достигает одного-двух порядков), так что приходится обращаться к усреднению. Все это также характеризует несовершенство рассматриваемого метода.

В последнее время нашел распространение другой метод нахождения p_e . Известно, что, например, слияние линий бальмеровской серии в спектрах звезд происходит до теоретической границы серии (при $\lambda = 3646 \text{ \AA}$). Так, переход от линий к континууму в спектрах звезд класса A0 совершается примерно при $\lambda = 3700 \text{ \AA}$, так что континуум начинается не с $\lambda = 3646 \text{ \AA}$, а с этой длины волны.

Причиной, вызывающей преждевременное слияние линий серии до ее предела, является расширение линий вследствие эффекта давления. Соответствующие исследования показывают, что основную

роль при этом играет расширение высших уровней атомов электрическими полями (статистическое расширение). Напомним (см. таблицу 6), что расщепление уровня растет с ростом главного квантового числа, так что, начиная с некоторого номера, линии должны сливаться. Такое слияние обычно начинается с тех линий серии, у которых энергия связи соответствующих уровней мала. Поэтому вероятность возврата электрона с этих уровней на исходный уровень практически равна нулю. Напротив, гораздо больше вероятность того, что с этих уровней электроны должны отрываться, т. е. атом ионизоваться. Причина ионизации может быть двоякой: 1) ионизация излучением, 2) ионизация межатомными электрическими полями, которые расширяют уровни (см. § 8). В обоих случаях процессы образования линий в серии соответствуют истинному поглощению. С другой стороны, ослабление излучения в частотах непрерывного спектра звезд определяется также процессами истинного поглощения. В связи с этим область, где сливаются линии поглощения, во всех отношениях эквивалентна обычному участку непрерывного спектра за границей серии.

Из двух указанных причин ионизации вторая, как правило, является основной. Поэтому совершенно ясно, что слияние и исчезновение линий в серии в результате эффекта давления должны зависеть от концентрации заряженных частиц в атмосфере. Чем больше этих частиц в 1 см^3 , тем меньше должно быть различных линий в данной серии. Поэтому число различных линий в серии оказывается мерой электронной концентрации n_e , а следовательно, и электронного давления p_e .

Пусть m будет главным квантовым числом последней различимой линии в серии. Тогда n — число заряженных частиц в 1 см^3 — будет определяться следующей теоретической формулой:

$$\lg n = 23,26 - 7,5 \lg m. \quad (15.1)$$

При этом число n , входящее в формулу (15.1), характеризует лишь те заряженные частицы, которые вызывают слияние линий в серии. Оказывается, что для температур, меньших $10^5/m$, число n включает как ионы, так и электроны, так что в (15.1) следует вводить $n = 2n_e$. При более высоких температурах нужно учитывать лишь ионы, и так как число последних равно числу электронов, то в (15.1) в данном случае следует вводить $n = n_e$. Правда, и здесь роль электронов не исчезающе мала *). Однако вообще данный метод определения n_e является приближенным и дает лишь порядок величины. Поэтому ошибки в 20—50% не могут считаться большими.

Лабораторные исследования подтверждают формулу (15.1), внося небольшую поправку — увеличение первого члена правой части (15.1) на 0,10.

*) Для $T > 10^5/m$ присутствие электронов является фактором, приводящим к усилению затухания вследствие столкновений.

Формула (15.1) применима не только к водороду, но и к щелочным элементам. В последнем случае следует использовать эффективные главные квантовые числа.

Формула (15.1), как указывалось, является приближенной и даёт лишь порядок величин. Существует ряд факторов, повышающих (фиктивно) величину n_e . Главными являются, во-первых, недостаточная разрешающая сила спектрографа и, во-вторых, эффекты Допплера, связанные с тепловым возбуждением, турбулентностью, вращением и т. д. С другой стороны, в связи с тем, что у предела серии коэффициент поглощения велик, мы получаем n_e для относительно внешних слоев звездной атмосферы. Поэтому в данном отношении величины n_e , находимые описанным путем, являются преуменьшенными. Вообще же рассмотренный метод более обоснован для линий излучения.

Третий способ определения средних значений p_e основан на расчете моделей звездных фотосфер в соответствии с общими методами, изложенными в § 7. Правда, при этом получается не среднее значение p_e , а зависимость p_e от глубины. Однако мы можем из этих данных определить и среднее значение p_e , зная приближенно эффективный уровень образования линий поглощения.

В качестве примера мы приводим здесь таблицу 8, в которой содержится сводка определений p_e для звезд разных классов и светимостей. Для некоторых звезд и особенно для Солнца имеется несколько определений. Воспроизведение этих независимых определений важно в том отношении, что оно позволяет сравнивать значения p_e , находимые различными методами.

Наиболее важная закономерность, бросающаяся при взгляде на таблицу 8, — это уменьшение p_e с уменьшением T_e , что, конечно, связано с общим ослаблением ионизации атомов.

Возвратимся вновь к вопросу о химическом составе атмосфер звезд. Определив тем или иным способом электронное давление p_e , мы можем, как указывалось выше, учесть все стадии ионизации

Таблица 8

Звезда	Класс	p_e , бар	Звезда	Класс	p_e , бар
α Ori	cM2	$5,1 \cdot 10^{-7}$	70 OphA	dK0	1,2
α Sco	cM1	$1,3 \cdot 10^{-6}$	Солнце	dG3	18; 46; 17; 31
α Boo	gK0	0,004	θ Cyg	F5	12
		0,003	α CMi	dF3	160; 86
π Cep	G5	3,5	α CMaj	dA2	950; 120
α Aur	G0	3,4; 0,05	γ Gem	dA2	120
γ Cyg	cF8	0,5	τ Sco	dB0	1200
δ Cep	cF5	1,2; 2,0	φ' Ori	B0	630
α Per	cF4	7,4; 4,2	10 Lac	O8,5	630
α Car	gF0	10			

данного элемента и получить величину $N = \sum_r N_r$ для исследуемого

элемента. Сравнением N для различных элементов находится относительный химический состав (содержание) солнечной или звездной атмосферы, т. е. величины α_s и α_z [см. (5.1)—(5.4)].

В том случае, когда нам не известны сила осциллятора и теоретические интенсивности, определяемые формулой (12.39), мы можем воспользоваться «солнечными» интенсивностями, введенными в § 12. Для этого проще всего использовать формулу (12.40), которую мы уже применяли для определения $(T_v)_{zv}$. Определив так, как указывалось в § 12, разность $\Delta = (\lg X_0)_{zv} - (\lg X_0)_\odot$ для различных линий и построив зависимость между ϵ_i и Δ , мы находим величину

$$\Delta = \lg \frac{(N_r)_{zv} (u_r)_\odot}{(N_r)_\odot (u_r)_{zv}} - \lg \frac{(v_0)_{zv}}{(v_0)_\odot}$$

в точке, где $\epsilon_i = 0$.

Определив из построенных кривых роста величины $(v_0)_{zv}$ и $(v_0)_\odot$, мы находим по полученной $\Delta (\epsilon_i = 0)$ отношение $(N_r)_{zv} : (N_r)_\odot$. Таким путем можно получить химический состав звездной атмосферы по отношению к химическому составу солнечной атмосферы. Конечно, и здесь следует учесть все стадии ионизации, т. е. сравнивать уже окончательные суммы $\sum_r N_r$.

Только что изложенный метод может быть применен и к сравнению химического состава двух звезд близкого спектрального класса. Соответствующие соображения были развиты в Пулковке О. А. Мельниковым (см. § 12, раздел 5).

Следует указать, что получение чисел N не обязательно должно основываться на формулах (12.37) и (12.38). Если мы имеем недостаточное число мультиплетов для построения графиков типа рис. 34, то величину $N_{r,i}$ можно определять непосредственно по кривой роста. При этом для перевода $N_{r,i}$ в величины N_r следует пользоваться формулой Больцмана (5.54).

В связи с рассмотренной методикой изучения химического состава следует указать, что она явно предполагает справедливость закона Больцмана. Справедливость этого закона для не очень больших ϵ_i , вплоть до 5 эв, может быть проверена с помощью графика, подобного рис. 34. При этом температура T_v может быть определена непосредственно из наблюдений, а именно из наклона прямой рис. 34. Для больших же ϵ_i , чем 4—5 эв, возможность применения закона Больцмана к звездным атмосферам далеко не очевидна. Поэтому в случае, когда наблюдаемые линии рассматриваемого элемента соответствуют переходам с весьма высоких энергетических уровней ($\epsilon_i > 5$ эв), применение указанной методики может привести к ошибкам. К таким линиям относятся, в частности, линии H, He, C, N, O, Si, S и др., особенно линии ионизованных элементов. Наконец,

линии поглощения He в спектрах низкотемпературных звезд, включая и Солнце, вообще отсутствуют. Все такого рода случаи должны быть рассмотрены особо. Так, например, в атмосферах звезд поздних классов, включая и Солнце, относительное содержание H, C, N и O может быть получено на основании изучения молекулярных полос соединений CN, C₂, OH, NH, CH. Далее, в спектре Солнца обнаружены в последнее время весьма слабые запрещенные линии O, соответствующие переходам с низких энергетических уровней атома O. Следовательно, здесь применение формулы Больцмана уже не должно приводить к большим ошибкам. Позже мы скажем о других методах определения содержания водорода. Содержание гелия в атмосферах низкотемпературных звезд обычно принимается равным содержанию гелия в солнечной фотосфере, в которой содержание гелия определяется для хромосферы и протуберанцев. При этом считается, что химический состав хромосферы и протуберанцев таков же, как и состав более низких слоев солнечной фотосферы (см. §§ 20, 21).

2. Распределение атомов по состояниям возбуждения. Из сказанного следует, что в проблеме химического состава звездных атмосфер значительную роль играет гипотеза о больцмановском распределении. Поэтому необходимо рассмотреть последнюю подробнее. Частично она могла бы быть проверена с помощью таких графиков, как рис. 34. Сама прямолинейность зависимости между ϵ_i и $\lg \frac{N}{g_i}$ указывает как будто на применимость закона Больцмана к звездным атмосферам. Однако даже в этом случае имеются неясности. Действительно, заметное отличие находимых T_v от T_s , рассмотренное в § 12, до настоящего времени не находит себе объяснения.

Каковы же в данном случае предсказания теории? В первую очередь здесь необходимо отметить следующую общую характеристику процессов ионизации и возбуждения в звездных атмосферах. А именно, оба эти процесса определяются практически полем излучения, а не столкновениями между частицами. (Для процессов возбуждения это легко показать с помощью таких же расчетов, как это было сделано нами в § 8 для процессов ионизации.) Плотность вещества в звездных атмосферах слишком мала, для того чтобы возбуждение столкновениями сделалось бы достаточно эффективным. Но тогда основным условием справедливости формулы Больцмана является тождественность поля, возбуждающего излучения, полю излучения при термодинамическом равновесии. Иначе говоря, в данной точке величина J_ν должна равняться планковской функции $B_\nu(T)$ в этой же точке. Это условие является необходимым и достаточным для существования больцмановского распределения, конечно, в отсутствии внешних возмущающих факторов (например, сильного электрического поля).

Рассмотрим, как это условие выполняется для звездных атмосфер. Для этого, имея в виду лишь общие принципы, мы можем

использовать модель раздела 2, рассмотренную нами в § 10, т. е. модель с линейным разложением функции B_ν .

На основании (10.11), (10.17) и (8.10) мы можем написать:

$$J_\nu = B_\nu + \frac{\frac{2}{3} b_\nu - B_\nu(T_0)(1 + \eta_\nu)}{\frac{2}{3} \sqrt{3(1 + \eta_\nu)(1 + \epsilon_\nu \eta_\nu)} + 1 + \eta_\nu} e^{-\sqrt{3(1 + \eta_\nu)(1 + \epsilon_\nu \eta_\nu)} \tau_\nu}. \quad (15.2)$$

Количество переходов $n_i \rightarrow k$, совершающихся с n_i атомами за 1 сек. под действием поля излучения J_ν , согласно (3.6) равно:

$$n_{i \rightarrow k} = 4\pi n_i \int J_\nu \frac{\sigma_\nu}{h\nu} d\nu \approx \frac{4\pi}{h\nu} n_i \int J_\nu \sigma_\nu d\nu, \quad (15.3)$$

причем интегрирование должно распространяться по всей линии, соответствующей переходу $i \rightarrow k$.

Вводя в (15.3) выражение (15.2) и используя формулу (11.39) для коэффициента селективного поглощения, можно построить зависимость произведения $J_\nu \sigma_\nu$ от частоты внутри участка спектра, занимаемого линией, и тем самым выяснить, какие части линии являются наиболее эффективными в возбуждении атома. Подсчеты такого рода, выполненные для различных ϵ_ν , η_ν и т. д., показывают, что наиболее эффективными являются центральные части линии, так как коэффициент поглощения согласно (11.39) имеет в центре линии резкий максимум (доплерово ядро). Таким образом, при изучении отклонения J_ν от B_ν мы можем обратить наше внимание лишь на самые центральные части линий поглощения.

Для изучения разности $J_\nu - B_\nu$ рассмотрим достаточно сильную линию, в центре которой $\eta_{\nu_0} \gg 1$. Кроме того, мы примем сначала (что часто соблюдается), что $\epsilon_\nu \ll 1$ и $\epsilon_\nu \eta_{\nu_0} \ll 1$. В этом случае формула (15.2) для центра линии запишется так (о величине b_ν , см. § 8):

$$J_{\nu_0} \approx B_\nu(T) - B_\nu(T_0) e^{-\sqrt{3\eta_{\nu_0}} \tau_\nu}. \quad (15.4)$$

Из (15.4) следует, что на самой границе атмосферы, где $\tau_\nu = 0$ и $T = T_0$, величина $J_{\nu_0} \approx 0$. Этот результат, с которым мы познакомились уже в предыдущем параграфе, говорит о том, что теоретическая центральная остаточная интенсивность сильных линий при $\epsilon_\nu \ll 1$ практически равна нулю. Таким образом, на самой границе звездной атмосферы возбуждающее излучение не соответствует излучению при термодинамическом равновесии. Однако едва лишь мы продвинемся в глубь атмосферы, хотя бы даже на $\tau_\nu \approx 0,1$, как показатель степени в (15.4) делается значительно большим единицы. Если, например, $\eta_{\nu_0} = 10^4$, то для $\tau_\nu = 0,1$ имеем $\sqrt{3\eta_{\nu_0}} \tau_\nu \approx 17$, причем $e^{-17} \approx 4 \cdot 10^{-8}$. Даже при $\tau_\nu = 0,02$ величина $e^{-\sqrt{3\eta_{\nu_0}} \tau_\nu} \approx 0,03$. Иначе

говоря, практически во всей звездной атмосфере следует ожидать выполнимости равенства $J_{\nu_0} \approx B_{\nu}(T)$, где T — локальная температура. Если же мы откажемся от предположения $\epsilon_{\nu} \ll 1$ и $\epsilon_{\nu}\eta_{\nu_0} \ll 1$, то приближение к равновесному состоянию наступит еще скорее, ибо при $\epsilon_{\nu} \rightarrow 1$ условия все более приближаются к условиям термодинамического равновесия. Действительно, в случае $\epsilon_{\nu} = 1$, но опять-таки при $\eta_{\nu_0} \gg 1$, мы вместо (15.4) будем иметь:

$$J_{\nu_0} \approx B_{\nu}(T) - \frac{B_{\nu}(T_0)}{1 + \frac{2}{3} \sqrt{3}} e^{-\sqrt{3} \eta_{\nu_0} \tau_{\nu}}. \quad (15.5)$$

В частности, для границы атмосферы, где $\tau_{\nu} = 0$ и $T = T_0$, мы будем иметь $J_{\nu_0} \approx 1/2 B_{\nu}(T_0)$. Множитель $1/2$ эквивалентен фактору разрежения излучения на границе *). Появление η_{ν_0} перед τ_{ν} в показателе (вместо $\sqrt{\eta_{\nu_0}}$) делает переход к термодинамическому равновесию еще более быстрым.

Таким образом, для сильных линий и в немного меньшей степени для средних линий мы можем ожидать практически во всей звездной атмосфере применимости формулы Больцмана, конечно, на каждом уровне при температуре, соответствующей этому уровню.

Для слабых линий $\eta_{\nu_0} < 1$ или $\eta_{\nu_0} \ll 1$, т. е. поле излучения приближается к тому, которое должно быть при отсутствии линий поглощения. Очевидно, что в этих условиях отклонение J_{ν_0} от $B_{\nu}(T)$ будет определяться в основном наличием градиента dB_{ν}/dT .

Что же касается наблюдений, то они дают нам представление о некотором среднем для всей атмосферы звезды состоянии возбуждения. То, что при этом обычно (до $\epsilon_i < 5 \text{ эв}$) получается прямолинейная зависимость между $\lg \frac{N_i}{g_i}$ и ϵ_i , свидетельствует о том, что в таких случаях условия возбуждения недалеки от условий термодинамического равновесия. Данный факт несомненно связан с тем, что в наблюдаемой области спектра градиент $dB_{\nu}/d\tau_{\nu}$ в атмосферах обычных звезд и Солнца относительно невелик, как это следует и из теоретических подсчетов. Вместе с тем для больших ϵ_i следует проявлять большую осторожность, ибо эти ϵ_i соответствуют далеким ультрафиолетовым областям спектра, где градиент $dB_{\nu}/d\tau_{\nu}$ в ряде случаев весьма велик. Наконец, не следует забывать до сих пор необъясненного факта, что согласно наблюдениям $T_b < T_e$, т. е. средняя температура возбуждения оказывается меньшей, чем эффективная температура. В частности, подсчеты показывают, что применение

*) Небольшое отличие выражения $\frac{2}{3} \sqrt{3}$ от 1 связано с неточностью методов, использовавшихся при выводе (15.2).

формулы (15.2) не может объяснить написанное неравенство. Обычно получается или равенство $T_b \approx T_e$, или неравенство $T_b > T_e$.

Обычно наблюдения дают график, подобный графику, представленному на рис. 34. Однако в ряде случаев имеются отклонения от прямолинейности. В основном это наблюдается у холодных красных гигантов типа α Волопаса. Оказывается, что в атмосферах этих звезд количество атомов, находящихся в высоких квантовых состояниях, значительно больше, чем это следовало бы из условий термодинамического равновесия. Таким образом, здесь существует нарушение больцмановского распределения. Некоторые линии Fe I в инфракрасном участке спектра Солнца, например линии, нижний терм которых e^5D , также указывают на отклонение от больцмановского распределения. Природа всех этих отклонений пока еще не известна.

3. Уточненные методы изучения химического состава звезд. Слабые линии. Метод изучения химического состава звездных атмосфер, основанный на применении элементарной теории кривых роста, обладает большим количеством недостатков, связанных в основном со схематичностью самой теории (см. § 12). Главнейший из них тот, что в указанной теории используется весьма несовершенная модель рассеивающего «обращающего слоя» над «фотосферой», причем толща такого слоя принимается для всех линий одинаковой. В то же время эта «толща», а следовательно, и найденное «число поглощающих атомов над фотосферой» меняются с длиной волны из-за изменения с длиной волны коэффициента непрерывного поглощения. Более того, непосредственный анализ показывает, что указанная «толща фотосферы» различна для линий с различными потенциалами возбуждения и ионизации.

Второй метод изучения химического состава связан с моделью, учитывающей и рассеяние и истинное поглощение излучения (как общее, так и селективное). В этом случае исходными являются уравнения переноса (9.29), (9.32), (10.2).

Общие принципы второго метода изучения химического состава таковы. Приняв некоторый предварительный химический состав, полученный, скажем, путем применения первого метода, мы в каждой точке звездной фотосферы находим ρ , ρ_e , ρ , T , χ , τ , и т. д., пользуясь для звезд методикой § 7, а для Солнца — методикой § 17. После этого, применяя общий метод, изложенный нами в начале § 13, мы составляем выражение для величины η . Эта величина должна быть функцией [см. (13.18)] содержания данного элемента a_s и остальных параметров ρ , ρ_e , ρ , T и т. д.

Задавая теперь для a_s несколько значений вблизи ожидаемого (во всей звездной атмосфере мы считаем a_s постоянным), мы интегрируем (см. § 13) соответствующее уравнение переноса и для каждого из принятых a_s строим контур рассматриваемой линии. Сравнивая эти теоретические контуры с контуром данной линии,

полученным из наблюдений, мы находим искомое a_s . При этом может проводиться как сравнение самих контуров, так и полных поглощений. Для этого предварительно следует вычислить эквивалентную ширину W_λ для всей совокупности теоретических контуров.

Определив для всех элементов содержание, т. е. величины a_s , мы можем более точно вновь рассчитать строение фотосферы.

Для более точной оценки величины a_s рекомендуется привлекать методы кривых роста. Это можно сделать, например, так. Рассмотрим совокупность линий, начинающихся с какого-либо одного нижнего уровня i , и пусть для всех этих линий силы осциллятора f_{ik} известны. Тогда, задав для a_s какое-либо значение, близкое к ожидаемому, мы в соответствии с только что изложенными соображениями можем для каждой из рассмотренных линий построить контур и вычислить полное поглощение. Тем самым мы получим теоретическую зависимость между величинами f_{ik} и W_λ . Нанося затем по оси абсцисс $\lg f_{ik}$, а по оси ординат $\lg(W_\lambda/\lambda)$ соответствующих линий, мы строим часть теоретической кривой роста. На этот же график мы наносим зависимость между теми же значениями f_{ik} и величинами $\frac{W_\lambda}{\lambda}$ соответствующих линий, полученными непосредственно из наблюдений. Если бы принятая величина a_s была правильной, то обе построенные кривые роста совпали бы. Однако в общем случае этого не будет. Теоретическая кривая окажется как-то сдвинутой (в направлении оси абсцисс) по отношению к кривой, полученной из наблюдений. Наилучшим совмещением обеих кривых мы, очевидно, определяем поправку $\Delta \lg a_s$. Прибавив ее к ранее принятому значению $\lg a_s$, мы находим уточненное значение a_s .

В связи с изложенным необходимо сделать следующие замечания:

1. Поскольку величина a_s дает содержание данного элемента по отношению к водороду, то, получив a_s для всех элементов, содержание которых достаточно велико, мы можем оценить и процентное содержание водорода.

2. В тех случаях, когда T_e и g не известны, мы для расчета строения фотосферы должны предварительно их определить. T_e можно определить, воспользовавшись шкалой эффективных температур (или с помощью методов, изложенных в § 16), g можно определить или так, как это указывалось в § 13 (сравнение теоретических и наблюдаемых контуров $H\gamma$, $H\delta$), или используя каким-либо образом определенную массу (например, из соотношения «масса — светимость») и радиус. (Это надежнее всего делается для затменных переменных с разделенными спектрами компонент.)

Второй метод изучения химического состава предполагает две возможности, которые следует различать: во-первых, сильные и средние линии, во-вторых, слабые и очень слабые линии. Анализ обоих случаев показывает, что в вопросе о химическом составе при-

влечение слабых и очень слабых линий часто имеет большие преимущества перед использованием сильных и средних линий. Эти преимущества в основном таковы: 1) В противоположность сильным линиям интенсивность слабых линий не зависит от пока еще неточно определяемых коэффициентов затухания γ_0 , меняющихся к тому же с глубиной в звездной атмосфере. 2) Центральные части сильных линий гораздо больше, чем слабых, искажены различными трудно учитываемыми факторами, рассмотренными нами в предыдущем параграфе (флуоресценция, некогерентность). 3) Построение достаточно точного контура сильной или средней линии встречается обычно с рядом трудностей. Напротив, для слабых и очень слабых линий можно использовать более точное, чем (10.20), решение (10.43). 4) Только весьма небольшое количество химических элементов обладает сильными линиями в доступном исследованию участке спектра Солнца и звезд. Использование же линий средней интенсивности невыгодно, потому что эти линии расположены на пологой части кривой роста, где эквивалентная ширина линий меняется с числом поглощающих атомов очень слабо. Поэтому даже небольшая ошибка в находимой эквивалентной ширине может дать очень большую ошибку в величинах N_r или $N_{r,i}$.

В связи с перечисленными обстоятельствами слабые линии должны быть, как указывалось, предпочтены сильным, хотя во многих случаях, особенно при анализе спектров с небольшой дисперсией, сильные и средние линии являются важным средством химического анализа звездных атмосфер.

Как в случае слабых, так и сильных линий общий метод нахождения a_s практически один и тот же. Однако, имея в виду Солнце, для которого возможности изучения химического состава наиболее благоприятны (можно использовать приборы с большой дисперсией), рассмотрим, как могут быть использованы слабые линии *).

Мы будем исходить из решения (10.43). Для Солнца зависимость B_v от τ_v можно определить по находимому из наблюдений закону потемнения к краю диска. Тем самым могут быть определены и весовые функции $G_1(\tau_v)$ и $G_2(\tau_v)$. Подсчеты показывают, что различие между этими функциями невелико. Оно максимально в ультрафиолетовой области спектра, где составляет около 30% от величин $G_1(\tau_v)$ и $G_2(\tau_v)$. В красной же области спектра обе функции практически совпадают. Эти свойства рассматриваемых функций следуют из анализа выражений (10.44) и (10.45), если учесть, что вообще $Ei_1(x) > Ei_2(x)$. Поэтому мы можем в (10.43) взять вместо $G_1(\tau_v)$ и $G_2(\tau_v)$ их среднее значение, которое мы обозначим через $\bar{G}(\tau_v)$. Этим мы введем в окончательные результаты ошибки, не превосходящие в среднем 20%, что для современного состояния вопроса

*) M. Minnaert, The theoretical intensities of faint Fraunhofer lines, Bulletin Astronomical Institutes of Netherlands 10, 339 и 399, 1948.

о химическом составе звездных атмосфер представляется вполне допустимым.

Таким образом, вместо (10.43) мы можем написать:

$$R_\nu \approx \int_0^\infty \frac{\kappa_\nu^0 + \sigma_\nu^0}{\kappa_\nu} \bar{G}(\tau_\nu) d\tau_\nu = \int_0^\infty \frac{\sigma_\nu}{\kappa_\nu} \bar{G}(\tau_\nu) d\tau_\nu, \quad (15.6)$$

причем последнее звено этого равенства написано на основании (9.31).

Вместо $\frac{\sigma_\nu}{\kappa_\nu}$ мы введем в (15.6) его выражение из (13.18). При этом, имея в виду, что в фотосфере Солнца (по крайней мере до 4000 Å) непрерывное поглощение определяется в основном ионами H^- , мы можем в знаменателе (13.18) вторым членом пренебречь. В результате получим:

$$R_\nu = a_s \int_0^\infty \frac{s_\nu Z_{r,i}(p_e, T)}{k_\nu(H^-) p_e} \bar{G}(\tau_\nu) d\tau_\nu. \quad (15.7)$$

Интегрируя (15.7) по частоте и учитывая (12.12), получим:

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = \frac{W_\nu}{\nu} = \frac{\int_0^\infty R_\nu d\nu}{\nu} \approx \frac{a_s}{\nu_{ik}} \int_0^\infty \frac{\bar{G}(\tau_\nu) Z_{r,i}(p_e, T)}{k_\nu(H^-) p_e} \left\{ \int_0^\infty s_\nu d\nu \right\} d\tau_\nu, \quad (15.8)$$

причем интеграция по частоте идет в пределах весьма узкой (слабой) линии поглощения.

Вместо интеграла, стоящего в фигурной скобке выражения (15.8), мы можем использовать (11.5), заменив при этом B_{ik} с помощью (11.14) через f_{ik} . В результате вместо (15.8) получим:

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} \approx a_s \frac{\pi e^2 f_{ik}}{c m_e \nu_{ik}} \int_0^\infty \frac{\bar{G}(\tau_\nu) Z_{r,i}(p_e, T)}{k_\nu(H^-) p_e} d\tau_\nu. \quad (15.9)$$

Зависимость $\bar{G}(\tau_\nu)$ и вместе с тем T от τ_ν выводится из наблюдений, которые дают зависимость $B_\nu(T)$ от τ_ν . Зависимость же p_e от τ_ν может быть найдена из теории фотосфер. Тем самым интеграл правой части (15.9) может быть вычислен методами численного интегрирования. Следовательно, определив из наблюдений W_λ и зная f_{ik} , мы получаем непосредственно и искомую величину, т. е. a_s . Конечно, и в рассматриваемом методе необходимо принять предварительный химический состав солнечной атмосферы, ибо величина p_e определяется ионизацией как водорода, так и металлов, приблизительное содержание которых должно быть заранее известным. Однако если a_s определяется по линиям нейтральных металлов, то, как мы сейчас увидим, этого можно избежать.

Перемножим уравнение ионизации (5.11) и уравнение (5.54) для $r = 0$. Тогда, приняв во внимание (5.6), получим:

$$\frac{n_{0,i}}{n_1} = p_e \frac{g_{0,i}}{u_1} \frac{h^3}{2(2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}} e^{\frac{\chi_{0,i}}{kT}}, \quad (15.10)$$

где $\chi_{0,i}$ — энергия связи уровня i . Большинство атомов металлов в солнечной атмосфере находится в однократно ионизованном состоянии, так что $n_0 \ll n_1$. Поэтому мы можем считать, что полное число n атомов какого-либо элемента в 1 см^3 равно приблизительно числу ионизованных атомов того же элемента в 1 см^3 . Следовательно, мы можем принять, что $n = n_0 + n_1 + n_2 + \dots \approx n_1$. В связи с этим мы можем для $Z_{0,i}(p_e, T)$ написать равенство

$$Z_{0,i}(p_e, T) = \frac{n_{0,i}}{n} \approx \frac{n_{0,i}}{n_1}; \quad (15.11)$$

используя (15.10), получим для $Z_{0,i}(p_e, T)$ выражение

$$Z_{0,i}(p_e, T) \approx p_e \frac{g_{0,i}}{u_1} \frac{h^3}{2(2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}} e^{\frac{\chi_{0,i}}{kT}}. \quad (15.12)$$

Вводя теперь эту функцию в (15.9), видим, что p_e сокращается, так что подинтегральное выражение оказывается функцией только температуры. С другой стороны, зависимость между последней и τ , находится непосредственно из наблюдений. Таким образом, интеграл правой части (15.9) вычисляется на основе одних только наблюдений. Следовательно, слабые линии нейтральных металлов дают непосредственно содержание a_s данного металла по отношению к водороду.

4. Результаты исследований. С помощью изложенных общих методов, конечно, с различными видоизменениями, было выполнено большое количество работ по изучению химического состава Солнца и звезд. Для Солнца были применены различные методы, что дает возможность оценивать достоверность и точность находимых результатов. Сравнение показало, что в ряде случаев имеются довольно большие расхождения в величинах a_s . В основном эти расхождения вызываются различием в принимаемых температурах возбуждения и силах осциллятора f_{ik} . Все же для Солнца и для некоторых звезд мы в связи с обилием материала имеем в настоящее время довольно надежные данные о величинах a_s . В среднем для этих объектов возможная ошибка в значении $\lg a_s$ составляет 0,3—0,5, хотя в отдельных случаях она может быть значительно большей. Последнее в особенности относится к тем элементам, где изучаемые линии начинаются с весьма высоких уровней, т. е. с уровней, имеющих большие $\epsilon_{r,i}$.

К таким элементам, как мы указывали, относятся He, C, N, O, Si, S и т. д.

Величины a_s для Солнца, приведенные в таблице 1 (см. стр. 45), получены (кроме He, C и N) Клаасом *), использовавшим в основном метод слабых линий. Содержание гелия на Солнце отождествляется с содержанием гелия в хромосфере и протуберанцах (см. §§ 20, 21). Содержание C и N дано на основании изучения молекулярных полос.

Для получения чисел N_s атомов различных элементов над 1 см^2 в солнечной фотосфере достаточно знать число N_H , так как $N_s = a_s N_H$. Для величины N_H различные авторы дают несколько различных значения, заключенные в пределах от 10^{24} до $5 \cdot 10^{24}$. Для оценочных подсчетов можно принять $N_H = 2,5 \cdot 10^{24}$ атомов над 1 см^2 . Следует помнить, что величины N_s дают полное число атомов над 1 см^2 с учетом всех степеней ионизации и возбуждения.

Помимо Солнца, определение химического состава проведено для звезд самых различных классов. Наиболее надежные определения имеются для звезд класса F главной последовательности и гигантов, для горячих звезд класса B типа τ Скорпиона (см. таблицу 1) и даже для звезд класса O. Относительный химический состав (величины a_s) атмосфер всех этих объектов, включая и Солнце, является приблизительно одним и тем же **). Более того, просмотр таблицы 1 показывает, что этот химический состав сходен с химическим составом планетарных туманностей и межзвездного газа. Это, конечно, является фактом огромного космогонического значения. Пройти мимо него не может ни одна космогоническая теория, претендующая на объяснение возможных путей звездной эволюции.

Теперь мы рассмотрим вопрос о возможном существовании отклонений от указанного «нормального» состава. При этом следует быть крайне осторожным, ибо имеется целый ряд факторов, искажающих интенсивность линий поглощения и могущих приводить к неверным значениям a_s . К таким факторам относятся: 1) Аномальные условия возбуждения и ионизации атомов. О возможности существования таких аномальных условий говорит, например, изучение внешних оболочек Солнца (хромосфера, корона и протуберанцы). 2) Турбулентные движения в звездных атмосферах. Эти движения по-разному влияют на сильные и слабые линии и недостаточно обоснованный их учет также может приводить к неверным a_s . 3) Изменять интенсивность линий могут и такие факторы, как общее магнитное поле. В качестве примера можно сослаться на звезду HD 125248, у которой наблюдаемое магнитное поле меняется со временем, в фазе с изменениями интенсивности линий ионизованного европия. Причина

*) W. Claas, The composition of the solar atmosphere. Recherches astronomiques de l'Observatoire d'Utrecht XII, part 1, 1951.

**) О наличии полной тождественности сейчас еще трудно говорить из-за недостаточной точности имеющихся данных.

синхронных колебаний двух, казалось бы независимых, величин заключается в том, что при сильном магнитном поле линии европия расщепляются на многочисленные зеемановские компоненты; блендирование этих компонент и создает широкую относительно интенсивную линию. Таким образом, учет общего магнитного поля может повидимому объяснить целый ряд наблюдающихся аномалий особенно в отношении редких элементов.

Перечислим случаи, где анализ линий поглощения (и вообще вид спектра) приводит к заключениям об «аномальном» химическом составе.

1) Раздвоение при классе K2 спектральной последовательности на кислородную (классы K—M) и углеродную (классы N) ветви. Спектры «кислородных» звезд класса M характеризуются главным образом полосами окиси титана TiO. Звезды класса N характеризуются полосами соединений углерода, в частности полосами Свана (C_2), циана CN и углеводорода CH.

Здесь мы имеем дело с явным различием в химическом составе — в атмосферах звезд класса M кислорода гораздо больше, чем в атмосферах звезд класса N. В атмосферах же звезд класса N значительно больше углерода, чем в атмосферах звезд класса M.

В своем обширном исследовании по спектрам углеродных звезд Г. А. Шайн и В. Ф. Газе *) находят и другие весьма интересные особенности этих спектров. В частности, линии D_1 и D_2 в спектрах некоторых углеродных звезд примерно в 10 раз более интенсивны, чем в спектрах звезд класса M. Повидимому, это различие связано с различием в температуре и, возможно, с действительным различием в содержании Na. Что же касается других металлов, как Fe, Cr, Mn и т. д., то, судя по интенсивности соответствующих атомных линий, их содержание в звездах классов N и M примерно одинаково.

2) Разделение звезд Вольф-Райе на углеродную и азотную ветви. Пункты 1) и 2) будут еще раз рассмотрены в следующем параграфе.

3) «Металлические» звезды. Эти звезды образуют большую группу объектов с противоречивыми спектральными критериями. Так, если мы используем водородные линии или линию K Ca II, звезде можно приписать спектральный класс A; если же судить по интенсивности большинства линий нейтральных или ионизованных металлов, то спектр звезды оказывается соответствующим примерно классу F5. Анализ спектров таких звезд показывает, что содержание α_s элементов Ca, Sc, Ti, Zr, V и Mg аномально низко; для некоторых из них в 10 раз меньше, чем в атмосферах обычных звезд.

4) Группа звезд класса с A, сходных со звездой ϵ Стрельца, например HD 30353 и HD 124448. Наиболее важным свойством спектров этих звезд является аномальная слабость водородных линий по сравнению с линиями гелия и металлов. Этот факт, повидимому,

*) В. Ф. Газе и Г. А. Шайн, Исследование спектра углеродных звезд, Известия Крымской астрофизической обсерватории АН СССР 2, стр. 51, 1948.

с несомненностью свидетельствует о низком содержании водорода в атмосферах рассматриваемых звезд, ибо трудно себе представить какой-либо физический механизм, который объяснял бы почти полное отсутствие бальмеровских линий (и бальмеровского скачка) при нормальной силе линий других элементов.

Можно думать, и на это имеются веские основания, что у звезд, перечисленных в пунктах 1), 2) и 4), существуют действительные, и притом заметные, отклонения от «нормального» химического состава. Что же касается «металлических» звезд, то положение здесь неопределенно. Дело заключается в том, что все металлы, показывающие аномально низкое содержание (Ca, Sc, Ti, Zr, V и Mg), имеют весьма сходные свойства. А именно, у атомов этих металлов имеются два внешних электрона. Вместе с тем квантовомеханические подсчеты, проведенные для Ca II, показывают, что коэффициент поглощения у него аномально далеко простирается в ультрафиолетовую область спектра, поэтому, даже при небольшом избытке излучения в далекой ультрафиолетовой области спектра звезды, атомы Ca II будут аномально сильно ионизованы. В связи со сходством атомов указанных элементов с атомами кальция можно предполагать, что при наличии ультрафиолетового избытка будет иметь место аномально сильная вторая ионизация и указанных атомов, что приведет к кажущемуся уменьшению величин α_g . Что же касается атомов других металлов, например Fe и Mn, у которых имеется тоже два внешних электрона, то потенциал второй ионизации у них относительно велик, так что здесь роль ультрафиолетового избытка будет меньше.

Чрезвычайно интересным объектом в отношении химического состава являются углеродные N-звезды. Благодаря исследованиям акад. Г. А. Шайна, удостоенного в 1950 г. Сталинской премии, а также исследованиям, проведенным им совместно с В. Ф. Газе, мы знаем теперь о спектрах указанных звезд очень много.

В 1940 г. Г. А. Шайн показал *), что в атмосферах N-звезд присутствуют изотопы углерода C^{12} и C^{13} . Это было обнаружено путем самого тщательного анализа молекулярных полос в спектрах звезд класса N. Обнаружить изотопы по атомным линиям крайне трудно. В случае же молекул относительное смещение полос двух каких-либо изотопов достигает вполне ощутимых размеров (до нескольких Å). Работая в данном направлении, Г. А. Шайн обнаружил в спектрах звезд класса N целый ряд новых полос Свана — $C^{12}C^{12}$, $C^{13}C^{12}$, $C^{13}C^{13}$. Впоследствии были обнаружены также полосы CN, соответствующие изотопам C^{12} и C^{13} .

*) Вестник АН СССР 10, № 10, стр. 53, 1940; Г. А. Ш а й н, The occurrence of carbon isotopes in the spectra of N-type stars. Бюллетень Абастуманской обсерватории № 6, 1942 и последующие работы совместно с В. Ф. Газе в Известиях Крымской астрофизической обсерватории.

Вторым чрезвычайно важным фактом, установленным Г. А. Шайном, является аномально высокое содержание изотопа C^{13} по отношению к C^{12} . Это содержание меняется от звезды к звезде и колеблется от 0,05 до 0,3—0,4. Таким образом, в последнем случае атомов C^{13} всего в 2—3 раза меньше, чем атомов C^{12} , в то время как на Земле отношение чисел атомов C^{13} и C^{12} равно примерно 0,01. Следовательно, на Земле изотоп C^{13} крайне редок. Солнце также характеризуется весьма малым относительным содержанием $C^{13}:C^{12}$, меньшим во всяком случае $1/30$.

Вопрос о содержании изотопов C^{12} и C^{13} в атмосферах звезд имеет прямое отношение к проблеме источников звездной энергии. В известном углеродном цикле изотопы C^{13} и C^{12} играют весьма важную роль (см. главу VII).

В заключение данного параграфа следует указать на важность изучения химического состава у групп звезд, имеющих различные кинематические и пространственные характеристики. Это очень существенно для изучения эволюции звезд в Галактике.

Весьма большой интерес представляет сравнение химического состава звезд, принадлежащих различным подсистемам с заметно различающейся дисперсией скоростей. Напомним, что дисперсия скоростей связана с пространственными характеристиками подсистемы. Обычно более «плоские» подсистемы имеют меньшую дисперсию скоростей, более «сферические» подсистемы — большую дисперсию скоростей (см. обзор П. П. Паренаго [21, стр. 69]).

Различие пространственно-кинематических характеристик различных подсистем дает основание считать, что происхождение звезд, входящих в различные подсистемы, различно [22], так что можно ожидать, что и химический состав у соответствующих звезд различен. Имеющийся в настоящее время материал подтверждает это.

Изучение гигантов классов G и K показывает, что в спектрах звезд, имеющих относительно большую дисперсию скоростей, полосы CN ослаблены по сравнению с полосами CN в спектрах звезд с меньшей дисперсией скоростей. Противоположная закономерность (усиление полос в спектрах звезд с большей дисперсией скоростей) наблюдается в отношении полос CH.

У карликов класса F отношение эквивалентных ширин линий, принадлежащих CH и Fe I, в спектрах звезд, имеющих относительно большую дисперсию скоростей, также оказывается увеличенным.

Эти факты (а также и некоторые другие) могут быть объяснены предположением, что в атмосферах звезд, имеющих большую дисперсию скоростей, процентное содержание металлов и в меньшей степени металлоидов — O, C, N — понижено по сравнению с содержанием тех же элементов в атмосферах звезд с меньшей дисперсией скоростей.

Сходные результаты получаются при сравнении атмосфер субкарликов и звезд главной последовательности. А именно, разли-

чия в спектрах звезд обеих этих групп могут быть объяснены пониженным содержанием Ca, Fe (и, как можно думать, других металлов) в атмосферах субкарликов, т. е. звезд, относящихся к сферической подсистеме.

Что же касается водорода, то на основании указанных исследований его процентное содержание в атмосферах звезд, имеющих большую дисперсию скоростей, повидимому, практически таково же, как и в атмосферах звезд с небольшой дисперсией скоростей.

§ 16. Истолкование спектральной последовательности.

Эффект абсолютной величины.

Шкала эффективных температур

1. Вводные замечания. В § 15 мы видели, что химический состав атмосфер подавляющего большинства звезд самых различных классов примерно одинаков. Следовательно, различие между спектрами звезд внутри спектральной последовательности вызвано отнюдь не различием химического состава их атмосфер. И действительно, с момента своего появления (1920 г.) теория ионизации звездных атмосфер установила, что основным фактором, вызывающим изменение характера спектра звезд вдоль спектральной последовательности, является изменение температуры. С точки зрения этих представлений вид спектра (т. е. наличие определенных линий поглощения, их относительная интенсивность и т. д.) какой-либо звезды внутри спектральной последовательности должен в основном определяться только температурой. Эти представления находятся в согласии с линейностью гарвардской классификации спектров, классификации, зависящей только от одного параметра и имеющей чисто эмпирический характер.

С физической точки зрения только что указанные результаты совершенно очевидны, ибо при заданном (и притом одном и том же) химическом составе, характер спектра звезды определяется условиями ионизации и возбуждения в ее атмосфере, которые зависят в основном от температуры звезды.

Однако здесь же следует подчеркнуть сделанную оговорку «в основном». В действительности ионизация согласно формуле (5.11) зависит не только от температуры, но и от давления p_e , хотя, конечно, в значительно меньшей степени. Поэтому характер спектра у двух звезд с одинаковой температурой, но различными светимостями и, следовательно, различными средними p_e будет несколько различным. Вообще, как мы увидим далее, спектры карлика и гиганта одного и того же класса по целому ряду признаков различаются друг от друга. Помимо различий в степени ионизации, имеются различия, обусловленные также эффектом давления (атмосфера гиганта более разрежена, чем атмосфера карлика). В связи со всем этим более точная спектральная эмпирическая классификация должна быть по мень-

шей мере двумерной — спектр звезды должен характеризоваться заданием двух параметров. В качестве одного из них можно принять спектральный класс, весьма чувствительный к изменениям температуры, вторым — какой-либо специальный индекс (или несколько индексов), весьма чувствительный к изменению абсолютной величины *) (хотя и не совсем свободный от влияния температуры). Первой задачей наблюдателя является — приписать каждой звезде эти два параметра x и y . Второй задачей является выяснение характера зависимости этих эмпирических параметров от T и g

$$x = f_1(T, g),$$

$$y = f_2(T, g)$$

и нахождение по данным x и y величин T и g .

В заключение нашего краткого введения необходимо напомнить, что линейность гарвардской классификации резко нарушается, начиная с класса K2, так как далее происходит разветвление спектральной последовательности на три ветви: звезды K—M, звезды K—R—N и S-звезды.

Спектры звезд K—M характеризуются полосами окиси титана (слабыми у звезд K5, но достигающими большой силы в классе M8). Спектры звезд K—R—N характеризуются полосами углерода и циана, усиливающимися от R0 к R5, N0 и N3. Не известно ни одной звезды, спектр которой содержал бы одновременно как полосы титана, так и полосы углерода. Спектры звезд класса S характеризуются полосами окиси циркония.

Как уже указывалось в § 15, здесь, повидимому, имеет место действительное различие химического состава.

Мы должны теперь, исходя из основных положений теории звездных атмосфер, изучить, как будет меняться характер спектра при изменении температуры и ускорения силы тяжести на поверхности звезд. Для решения указанной задачи в двадцатых годах текущего столетия возник специальный раздел теоретической астрофизики — теория ионизации звездных атмосфер. Этот раздел в связи с существовавшим тогда относительным несовершенством наших знаний об образовании линий поглощения развивался долгое время фактически независимо от теории интенсивностей линий поглощения. Однако в настоящее время такое по существу совершенно искусственное разделение сохранять уже нельзя. В самом деле, для того чтобы изучить характер звездного спектра при различных T_e и g и заданном химическом составе, мы должны для этих T_e и g построить контуры линий поглощения (см. § 13). Затем следует

*) Для главной последовательности абсолютная величина звезды при данной температуре связана однозначно (через зависимость масса — светимость) с ускорением силы тяжести g .

рассмотреть изменение интенсивностей указанных линий в спектрах звезд с различными T_e и g и сравнить эти теоретические результаты с результатами наблюдений. Таким образом, в принципе все сводится к вычислениям, основанным на материале § 13. Правда, такого рода подсчеты будут, конечно, весьма схематичными, ибо они не принимают во внимание такие факторы, как турбулентность в атмосферах звезд, вращение звезды, небольшие различия в химическом составе и т. д. Однако эти вопросы уже выводят нас из области двумерной классификации.

Из сказанного следует, что для истолкования наиболее важных характеристик спектральной последовательности мы можем ограничиться здесь качественным рассмотрением вопроса, ибо количественные подсчеты основаны на уже рассмотренной нами методике § 13. Формулы же и методика старой «теории ионизации звездных атмосфер» утратили в настоящее время почти всякое значение *).

2. Изменение интенсивности линий с ростом температуры звезд. Выясним теперь, как при определенном значении g будет меняться интенсивность различных линий поглощения при переходе от звезд с низким T_e к звездам с более высокими T_e . (Роль меняющегося g мы рассмотрим немного позже.)

Для дальнейшего исходным является то, что интенсивность какой-либо линии в спектре звезды тем больше, чем больше атомов, производящих эту линию (см. § 12). Поэтому, чтобы изучить качественно изменение интенсивности какой-либо линии в спектрах звезд вдоль спектральной последовательности, нам достаточно рассмотреть изменение числа указанных атомов.

Наиболее характерными свойствами спектров звезд с самыми низкими эффективными температурами являются следующие:

1) Присутствие полос молекулярных соединений.

2) Присутствие линий поглощения, начинающихся с основного уровня, например линии $4227\text{\AA}$ Ca I. Действительно, при низкой температуре количество атомов, находящихся в возбужденных состояниях, будет согласно формуле (5.54) мало.

3) Линии ионизованных элементов будут в спектрах рассматриваемых звезд относительно слабы.

Выясним теперь, как будет изменяться характер спектра при переходе от рассматриваемых холодных звезд к звездам с более высокими T_e .

Повышение температуры вызывает вследствие усиления процессов диссоциации уменьшение числа молекул и, следовательно, ослаб-

*) Эта теория в последних своих вариантах исходила из понятия так называемой эффективной оптической толщи, считавшейся одной и той же для всех линий поглощения. Однако в последнее время выяснилось, что эта толщина меняется для различных линий от 0,2 до 2 в зависимости от потенциала возбуждения, спектральной области и т. д.

ление молекулярных полос. При этом в первую очередь будут исчезать полосы, которые связаны с легко диссоциируемыми соединениями (с небольшой энергией диссоциации). То же самое будет иметь место и для атомных линий, исходящих с основного уровня нейтральных атомов. Число последних будет убывать (вначале медленно, а затем быстрее) в связи с усилением ионизации.

Иначе будут вести себя линии нейтральных атомов, соответствующие переходам с возбужденных уровней. В связи с ростом температуры число этих атомов должно вначале расти [формула (5.54)]. Поэтому будет увеличиваться и интенсивность соответствующих линий. Однако это увеличение не будет продолжаться неограниченно. При дальнейшем росте температуры начинается уменьшение общего числа нейтральных атомов данного элемента из-за непрерывно усиливающейся ионизации. В связи с этим интенсивность линий, соответствующих переходам с возбужденных уровней нейтральных атомов, должна при некоторой температуре иметь максимум. Далее линия ослабевает и в некотором спектральном подклассе исчезает. (Исключение составляют линии бальмеровской серии, наблюдающиеся даже в спектрах звезд класса О. Это связано с исключительно высоким процентным содержанием водорода в звездных атмосферах.) Как легко понять, линии, соответствующие переходам с основного уровня, должны, как правило, исчезать позже (т. е. при более высокой температуре), чем линии, соответствующие переходам с возбужденных уровней.

Положение максимума интенсивности линии должно зависеть от потенциала ионизации данного элемента и от потенциала возбуждения уровня, с которого начинается переход, создающий эту линию. Чем больше оба эти потенциала, тем более высокой будет температура, при которой линия достигает максимума. Так, например, максимум интенсивности линий He I наблюдается в спектрах звезд подклассов В (линии нейтрального гелия впервые появляются в спектрах звезд подклассов А1 — А2); в то же время большинство линий относительно легко ионизуемых и возбуждаемых нейтральных атомов металлов имеет максимум в классах М, К, G. Это, в частности, объясняет, почему в спектрах звезд указанных классов доминируют линии металлов *). Линии трудно возбуждаемых элементов в рассматриваемых спектрах или отсутствуют, или крайне слабы. Исключением является водород, даже первый потенциал возбуждения у которого весьма высок (для второго уровня, с которого начинается бальмеровская серия, $\epsilon_{0,2} = 10,16 \text{ эв}$); однако бальмеровские линии достаточно интенсивны даже в спектрах звезд G, К и М, что связано с чрезвычайно большим относительным содержанием водорода (см. § 15).

*) Не только нейтральных, но и ионизованных, с небольшим потенциалом ионизации.

Наличие максимума интенсивности у линий нейтральных элементов должно быть связано, как мы только что видели, с возбужденными уровнями. Однако в определенных случаях могут иметь максимум и линии, создаваемые переходами с первого уровня.

Действительно, если в результате роста температуры данные атомы освобождаются при распаде содержащих их молекулярных соединений, то в связи с этим интенсивность соответствующих атомных линий должна также расти. Последующая ионизация атомов создаст максимум интенсивности и дальнейшее ее убывание.

Рассмотрим теперь линии ионов. Обратимся сначала к линиям, создаваемым переходами с основного уровня ионизованного атома. При переходе к атмосферам все более и более горячих звезд будет иметь место увеличение числа ионизованных атомов (за счет числа нейтральных). В связи с этим интенсивность линий ионов растет, причем появляются новые линии, интенсивность которых также растет. Однако увеличение интенсивности не будет продолжаться неограниченно. При дальнейшем повышении температуры рост второй ионизации данных атомов приведет к тому, что число однажды ионизованных атомов, достигнув максимума, начнет уменьшаться. Таким образом, интенсивность линий, создаваемых переходами с основного уровня ионизованных атомов, также должна иметь в спектральной последовательности некоторый максимум. Этот максимум достигается тогда, когда линии, соответствующие нейтральным атомам данного элемента, уже весьма слабы. Кроме того, он должен быть относительно плоским, т. е. слабо выраженным, так как внутри значительного диапазона температур число однажды ионизованных атомов существенно превосходит число таких же атомов в других состояниях ионизации.

Совершенно очевидно, что линии ионизованных атомов, соответствующие переходам с возбужденных уровней, также должны иметь максимум, но, конечно, при более высокой температуре, ибо на возбуждение атомов должна быть затрачена дополнительная энергия. Эти максимумы должны быть резче выражены, чем максимумы линий, начинающихся с основного уровня ионов.

Для ионизованных атомов положение максимума также должно зависеть от величины потенциалов ионизации и возбуждения. Чем они выше, тем выше температура, при которой будут наблюдаться соответствующие линии и максимум их интенсивности.

Изложенные положения в полной мере относятся и к более высоким стадиям ионизации.

Таким образом, при продвижении вдоль спектральной последовательности от самых холодных звезд (среди нам известных) до самых горячих мы должны наблюдать непрерывную смену одних линий (и максимумов) другими, характеризующимися большими потенциалами ионизации и возбуждения. Соответственно происходит и общее изменение вида спектров звезд от спектров, пересеченных множеством

линий поглощения (а вначале и полос) с сильным блендированием к относительно бедным линиями спектрам ранних классов. Действительно при переходе от холодных звезд к более горячим мы в среднем имеем дело со все более и более высокоионизованными или трудно ионизуемыми (например, He I) атомами. Но у атомов с высокими $\chi_0, \chi_1, \chi_2, \dots$ большинство сильных линий размещается в далекой ультрафиолетовой, не доступной пока для нас области звездных спектров. Так, например, линии дважды и трижды ионизованных атомов вообще относительно редко встречаются в доступной области спектра. Этим и объясняется относительная «бедность» линиями спектров ранних классов.

Интересно отметить, что раньше (до 20-х годов текущего столетия) считалось, что исчезновение линий металлов и появление линий инертных газов в спектрах горячих звезд связано с разрушением атомов металлов и с образованием атомов инертных газов. В действительности же все объясняется многократной ионизацией атомов металлов, у ионов которых практически все линии находятся в недоступной нам ультрафиолетовой области спектра. Наблюдаемые же линии атомов инертных газов исходят с высоковозбужденных уровней, так что для создания достаточного числа поглощающих атомов требуется достаточно высокая температура.

Все изложенные здесь выводы, т. е. наличие максимумов и общий ход изменения спектров при повышении T_e , полностью согласуются с наблюдениями [23, стр. 292]. Что же касается заключений количественного характера, то прежняя «теория ионизации звездных атмосфер» добилась здесь определенных успехов главным образом в построении шкалы «ионизационных» температур (см. далее). Однако в основном эта теория носила слишком элементарный характер и исходила из неверных, с современной точки зрения, данных о коэффициентах поглощения. Проводившиеся в последние годы подсчеты, основанные уже на непосредственном построении контуров линий поглощения, можно использовать с некоторым обоснованием лишь для звезд ранних спектральных классов, где поглощение определяется водородом. Для более холодных звезд классов F, G, K, M, где непрерывное поглощение вызывается отрицательными ионами водорода, а затем металлами и молекулами, подсчетов, дающих ход интенсивности с T_e , пока не имеется. Прежние подсчеты основывались на представлении о том, что поглощение в атмосферах указанных звезд определяется металлами и водородом.

Нет достаточно обоснованных подсчетов и для очень горячих звезд, где поглощение излучения определяется водородом, гелием и свободными электронами.

Изучение поведения различных линий вдоль спектральной последовательности важно не только для решения общей задачи истолкования спектральной последовательности. В целом ряде случаев этот вопрос имеет и практическое применение. Один из таких случаев —

установление шкалы звездных температур. Допустим, что мы рассматриваем звезды, имеющие практически одно и то же значение ускорения силы тяжести g , но различные T_e . Построив теоретические контуры и вычислив по ним W_λ для какой-либо линии, мы находим то значение T_e , при котором данная линия имеет максимум величины W_λ . Пусть это будет при $T_e = (T_e)_m$. С другой стороны, выбрав звезды различных классов, но с тем же приблизительно значением g , мы определяем спектрофотометрическим путем, в каком спектральном классе величина W_λ рассматриваемой линии имеет максимум. Пусть это будет, скажем, класс F 5. Следовательно, мы можем считать, что эффективная температура класса F 5 равна $(T_e)_m$. Такого же рода определение T_e можно сделать и по многим другим линиям, имеющим в общем случае максимум W_λ в других спектральных классах. Таким образом, мы получаем шкалу так называемых «ионизационных» температур, т. е. связь между спектральным классом и температурой звезды, причем, в сущности говоря, находимые описанным путем температуры должны являться эффективными температурами, что следует из самого метода их нахождения.

Шкалу эффективных температур мы должны распространить на группы звезд с различными значениями g , ибо, как мы далее увидим, влияние этого параметра на находимые T_e может в ряде случаев быть существенным.

Установление шкалы «ионизационных» температур являлось одной из основных задач старой «теории ионизации» звездных атмосфер [10, гл. IV]. Однако ввиду весьма упрощенного характера этой теории, T_e , определенная по различным линиям для одного и того же спектрального класса, оказывалась часто различной.

В настоящее время метод максимумов сохранил некоторое значение лишь для горячих звезд классов В и О, где при установлении температурной шкалы встречается ряд трудностей (см. далее). Конечно, и здесь старая «теория ионизации» должна быть полностью заменена подсчетами, основанными на интеграции общих уравнений переноса (9.29), (9.32) и (10.2), с учетом основных положений § 13. С результатами такого рода подсчетов мы ознакомимся немного позже.

3. Влияние ускорения силы тяжести. Рассмотрев в общих чертах влияние температуры звезды на ее спектр, обратимся к изучению роли ускорения силы тяжести g .

Различие в значениях g означает, как мы знаем, различие в электронных давлениях: чем меньше g , тем меньше p_e , и наоборот. С другой стороны, степень ионизации, согласно формуле (5.11), тем выше, чем ниже p_e . Следовательно, если мы имеем две звезды с одинаковой эффективной температурой, причем одна из них — карлик, а другая — гигант, то в атмосфере гиганта ионизация атомов будет выше, чем в атмосфере карлика, т. е. спектр гиганта окажется более ранним, чем спектр карлика.

Рассмотрим, например, две группы звезд с различными g , скажем g' и g'' , причем пусть $g' > g''$. Тогда при продвижении вдоль спектральной последовательности в сторону больших температур все явления в спектре (исчезновение линий, их максимумы, появление линий ионизованных элементов и т. д.), зависящие от ионизации, будут у второй группы звезд происходить при более низких T_e , чем у первой. Все это легко проиллюстрировать с помощью формул (5.11) и (5.54). А именно, пользуясь указанными формулами, можно вычислить долю ионизованных атомов какого-либо элемента по отношению ко всем атомам того же элемента (в том же объеме). Если нас интересуют r раз ионизованные атомы, находящиеся в k -м состоянии возбуждения, то указанная доля, которую мы обозначим через $y_{r,k}$, будет равна:

$$y_{r,k} = \frac{n_{r,k}}{n} = \frac{n_{r,k}}{n_r} \frac{n_r}{n}, \quad (16.1)$$

где

$$n = n_0 + n_1 + n_2 + \dots = \sum_r n_r, \quad (16.2)$$

причем суммирование идет по всем состояниям ионизации.

Для первого сомножителя правой части (16.1) мы имеем на основании формулы (5.54):

$$\frac{n_{r,k}}{n_r} = \frac{g_{r,k}}{u_r} e^{-\frac{\epsilon_{r,k}}{kT}}. \quad (16.3)$$

Второй сомножитель должен быть вычислен с помощью уравнения ионизации (5.11). Написав последнее для $r=0$, $r=1$, $r=2$ и т. д., мы получим в результате соответствующего перемножения написанных уравнений следующие:

$$\frac{n_1}{n_0} p_e = K_0, \quad \frac{n_2}{n_0} p_e^2 = K_0 K_1, \quad \frac{n_3}{n_0} p_e^3 = K_0 K_1 K_2 \text{ и т. д.}, \quad (16.4)$$

причем здесь использовано обозначение (5.17).

В связи с (16.4) выражение (16.2) примет вид

$$n = S(T, p_e) n_0, \quad (16.5)$$

где

$$S(T, p_e) = 1 + \frac{K_0}{p_e} + \frac{K_0 K_1}{p_e^2} + \frac{K_0 K_1 K_2}{p_e^3} + \dots \quad (16.6)$$

Используя (16.1), (16.3), (16.4) и (16.5), мы получим для $y_{0,k}$, $y_{1,k}$, ..., $y_{r,k}$ и т. д. следующие выражения:

$$y_{0,k} = \frac{g_{0,k}}{u_0} \frac{e^{-\frac{\epsilon_{0,k}}{kT}}}{S(T, p_e)}, \quad (16.7)$$

$$y_{1,k} = \frac{g_{1,k}}{u_1} \frac{K_0 e^{-\frac{\epsilon_{1,k}}{kT}}}{S(T, p_e) p_e}, \quad (16.8)$$

.....

$$y_{r,k} = \frac{g_{2,k}}{u_2} \frac{K_0 K_1 e^{-\frac{\epsilon_{2,k}}{kT}}}{S(T, p_e) p_e^2} \quad (16.9)$$

и т. д.

Как уже указывалось в § 5, уровни последовательных состояний ионизации обычно столь удалены друг от друга, что в заметном количестве (при данном p_e) сосуществуют лишь r и $r+1$ раз ионизованные атомы, т. е., например, n_0 и n_1 или n_1 и n_2 и т. д. *). В соответствии с этим сумма (16.6) определяется в основном только двумя членами. Поэтому для нейтральных атомов в рассматриваемом случае мы будем иметь:

$$y_{0,k} \approx \frac{g_{0,k}}{u_0} \frac{e^{-\frac{\epsilon_{0,k}}{kT}}}{1 + \frac{K_0}{p_e}}. \quad (16.10)$$

Если же речь идет о нейтральных атомах в основном состоянии, то (16.10) будет иметь вид ($\epsilon_{0,1} = 0$)

$$y_{0,1} \approx \frac{g_{0,1}}{u_0} \frac{1}{1 + \frac{K_0}{p_e}}, \quad (16.11)$$

причем мы должны помнить, что сумма по состояниям u_0 зависит от температуры. То же самое замечание имеет место и в отношении u_1 , u_2 , ... и т. д. В ряде случаев изменение u_r с T может даже несколько сместить положение максимума $y_{r,k}$. Это можно уяснить, например, для линий, соответствующих переходам с основного уровня однажды ионизованного атома. Эти линии мы можем наблюдать

*) Из анализа линий поглощения следует, что в звездных атмосферах иногда могут иметься в сравнимых количествах атомы трех последовательных стадий ионизации. Это связано с тем, что внутри самой звездной атмосферы как T , так и p_e меняются. В этом случае мы судим не о состоянии ионизации в элементарном объеме, а регистрируем суммарный эффект, создаваемый различными слоями атмосферы.

лишь в тех случаях, когда они лежат в доступной области спектра, т. е. когда ближайший возбужденный уровень имеет достаточно малую энергию возбуждения. В то же время потенциал второй ионизации атома бывает сравнительно высок. Поэтому при повышении температуры ионы сначала переходят в возбужденное состояние и лишь потом в состояние второй ионизации. Убывание числа однажды ионизованных атомов, находящихся в основном состоянии, после максимума в этих случаях начинается не столько вследствие вторичной ионизации, сколько вследствие возбуждения атомов на ближайший уровень.

В общем случае роль отдельных членов в сумме (16.6) выясняется при их непосредственном вычислении, конечно, с заданным p_e .

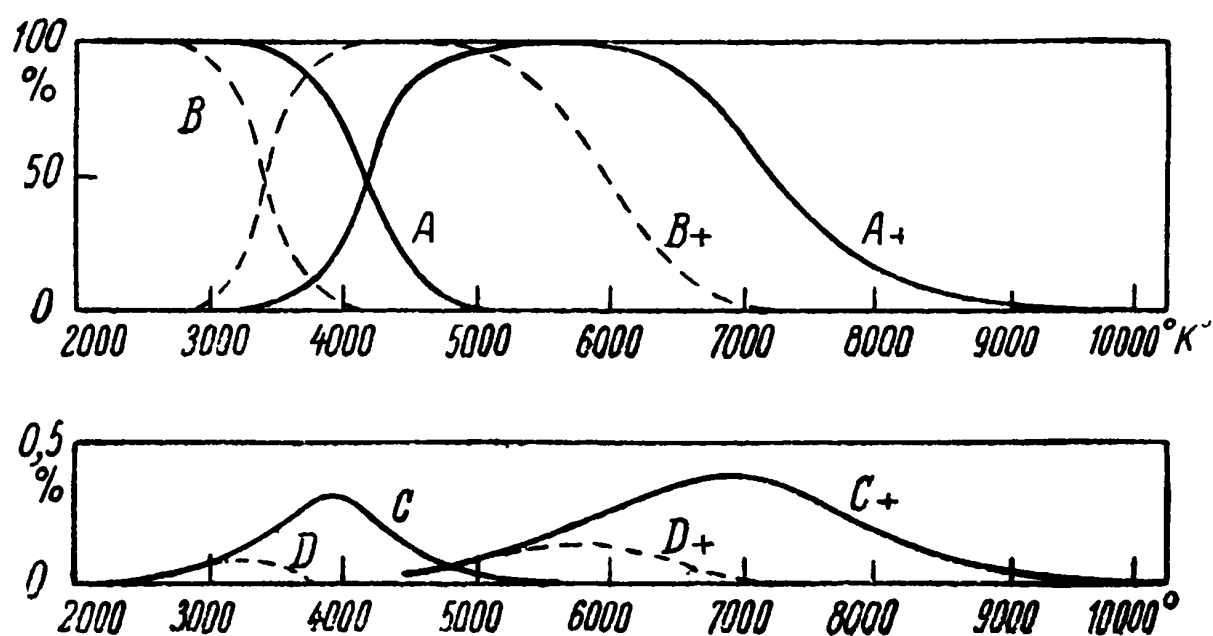


Рис. 44.

Применение формул (16.7) и (16.8) к интересующей нас проблеме о влиянии p_e на ход величин $y_{r,k}$ представлено на рис. 44. По оси абсцисс отложена температура, по оси ординат — отношение $n_{r,k}$ к n , выраженное в процентах. Кривые A и B представляют зависимость y от температуры для основного уровня нейтрального кальция, с которого, в частности, начинается переход, создающий резонансную линию $4227 \text{ \AA}$. Кривая A построена для $p_e = 10$ бар по формуле (16.11), а кривая B — для $p_e = 0,1$ бара. Кривые A_+ и B_+ изображают зависимость y от температуры для основного уровня ионизованного кальция, с которого начинаются переходы, создающие резонансные линии H и K. Кривая A_+ построена для $p_e = 10$ бар, кривая B_+ — для $p_e = 0,1$ бара. Кривые A_+ и B_+ построены по формуле (16.8), причем $\epsilon_{1,k} = 0$, ибо рассматриваемый уровень — основной.

Кривая C построена для $p_e = 10$ бар и изображает зависимость y от температуры для возбужденного уровня нейтрального кальция, с которого начинаются переходы, создающие линию $6162 \text{ \AA}$. Потенциал этого уровня равен примерно $1,9 \text{ эв}$. Кривая D вычислена для

$p_e = 0,1$ бара. Обе кривые построены по формуле (16.10) с $\varepsilon_{0,k} \approx 1,9$ эв. Наконец, кривая C_+ изображает зависимость u от температуры для возбужденного уровня ионизованного кальция с $\varepsilon_{1,k} \approx 3,2$ эв и вычислена для $p_e = 10$ бар. С этого уровня начинаются переходы, создающие линию $3737 \text{ \AA}$. Кривая D_+ — подобная же кривая для $p_e = 0,1$ бара. Обе кривые построены по формуле (16.8) с $\varepsilon_{1,k} = 3,2$ эв.

Кривые рис. 44 полностью подтверждают сделанное выше утверждение о том, что при продвижении вдоль спектральной последовательности (в сторону увеличения T) все явления, зависящие от ионизации, происходят у звезд с меньшими g и, следовательно, p_e , при более низких T , чем у звезд с большими g .

Следовательно, если мы имеем две звезды — гиганта и карлика одинакового спектрального класса, гигант должен иметь более низкую эффективную температуру, чем карлик. В самом деле, один и тот же спектральный класс означает, грубо говоря, одинаковое состояние ионизации атомов. В то же время для достижения данного состояния ионизации атомов в атмосфере гиганта с меньшими p_e требуется меньшая температура, чем в атмосфере карлика. Это вполне отчетливо наблюдается для звезд более холодных, чем звезды класса F5, т. е. для звезд, где разделение на карликов и гигантов является более резко выраженным. Количественные данные о различиях в T_e будут приведены в таблице 11.

4. Различие спектров карлика и гиганта. Эффект абсолютной величины. Мы только что указали, что различие в T_e может компенсироваться различием в p_e , так что гигант и карлик могут иметь практически один и тот же спектральный класс. Однако в действительности эта компенсация не является полной. Сходство спектров у карлика и гиганта имеется, так сказать, «в основном». В деталях же существует целый ряд вполне заметных различий. Они обусловлены следующими причинами.

1. Напишем формулу ионизации (5.11) в логарифмическом виде

$$\lg \frac{n_{r+1}}{n_r} = \lg \frac{u_{r+1}}{u_r} + \frac{5}{2} \lg T - \frac{5040}{T} \chi_r - \lg p_e + \lg \frac{2(2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}}}{h^3}, \quad (16.12)$$

где χ_r выражено в электрон-вольтах.

Из (16.12) следует, что увеличение или уменьшение p_e уменьшает или соответственно увеличивает $\frac{n_{r+1}}{n_r}$ одинаково для всех элементов. Напротив, изменение T ведет к изменению $\frac{n_{r+1}}{n_r}$, неодинаковому для различных элементов. Для больших χ_r изменение $\frac{n_{r+1}}{n_r}$ при

заданном изменении T будет больше, чем для меньших χ_r . Таким образом, температурная «компенсация» (уменьшение T) при переходе от звезды-карлика к звезде-гиганту (того же класса) будет слишком слабой для легко ионизируемых атомов и слишком сильной для трудно ионизируемых атомов (χ_r является множителем при наиболее важном слагаемом $\frac{5040}{T} \chi_r$). Поэтому следует ожидать, что при переходе от карликов к гигантам атомы с малыми χ_r будут в атмосферах гигантов ионизованы сильнее, чем в атмосферах карликов, а с большими χ_r — слабее; для элементов со средними значениями χ_r различие должно быть несущественным.

Это должно отразиться на поведении линий поглощения, что в общем и наблюдается. Так, например, линии Ca I и Sr I сильнее в карликах и слабее в гигантах, тогда как у линий Ca II и Sr II наблюдается обратное. (Для Ca I $\chi_0 = 6,09$ эв; для Sr I $\chi_0 = 5,67$ эв; для Ca II $\chi_1 = 11,82$ эв; для Sr II $\chi_1 = 10,98$ эв.)

2. Мы знаем (см. § 13), что контур любой линии поглощения, а также ее эквивалентная ширина определяются отношением η_v :

$$\eta_v = \frac{\sigma_v}{\chi_v}. \quad (16.13)$$

При этом величина σ_v , помимо других факторов, определяется эффектами давления. Таким образом, если бы даже температурная компенсация различий в степени ионизации для гиганта и карлика того же класса была полной *), все равно определенное различие между интенсивностями линий поглощения в их спектрах должно было бы существовать.

Из всего сказанного вытекает, что, рассматривая звезды одного и того же спектрального класса, но с различными g , и измеряя в спектрах этих звезд эквивалентную ширину W_λ какой-либо достаточно чувствительной к изменению p_e , а значит и g , линии, мы должны ожидать определенной связи между величинами g и W_λ . Это полностью подтверждается соответствующими наблюдениями. Однако на практике устанавливается не связь между величинами W_λ и g , а связь между W_λ (или другой характеристикой силы линии, например глазомерной оценкой этой силы) и абсолютной яркостью звезды или ее болометрической светимостью L . Эта связь, как известно, является основой метода спектральных параллаксов. Возможность перехода от зависимости между W_λ и g к зависимости между W_λ и L связана с существованием зависимости масса — светимость (см. далее). Эта зависимость, хотя и не универсальна, тем не менее выполняется для достаточно больших групп звезд на диаграмме Герцшпрунга-Рессела.

*) То есть для всех атомов уменьшение p_e в гиганте компенсировалось бы уменьшением температуры последнего по сравнению с карликом.

Обычно в пределах таких групп звезд и применяется метод спектральных параллаксов. Сущность его, как известно, заключается в следующем. Выбрав для данного спектрального класса пару каких-либо линий, отношение интенсивностей которых заметно меняется с абсолютной яркостью звезды, определяют это отношение для ряда звезд с известной *) и притом различной абсолютной яркостью (но тем же классом). После этого строится график, по оси абсцисс которого наносятся абсолютные яркости в величинах, а по оси ординат — указанное отношение. С помощью этого прокалиброванного графика мы можем определить неизвестную абсолютную яркость какой-либо звезды (опять-таки того же класса), если измерить в ее спектре отношение интенсивностей рассматриваемых линий. Для большей точности следует использовать не одну пару линий, а несколько.

Совершенно очевидно, что набор пар линий, необходимых для определения абсолютной величины, меняется вдоль спектральной последовательности. Кроме того, набор пар линий и соответствующие калибровочные графики (см. выше) различны для инструментов с различной дисперсией. Для звезд ранних классов абсолютную яркость можно определять просто по эквивалентной ширине линий бальмеровской серии. Соответствующий метод мы уже изложили в § 13. Что же касается перечня линий, употребляемых в способе спектральных параллаксов, а также деталей методики, то все это может быть найдено в литературе [24, стр. 241—250], [25, стр. 49—53].

Следует отметить, что чисто эмпирический способ спектральных параллаксов в практическом отношении дал весьма много. Он основывается, как только что указывалось, на допущении, что все звезды рассматриваемого спектрального класса и классов, близких к нему, следуют зависимости «масса — светимость»:

$$L = \Phi(M). \quad (16.14)$$

Тогда на основании формул (4.22) и (13.28) мы находим, что ускорение силы тяжести g должно являться функцией светимости и температуры T_e :

$$g = F(L, T_e). \quad (16.15)$$

С другой стороны, как мы видели выше, спектральный класс Sp зависит от T_e и, правда, в меньшей степени, от g . Поэтому мы можем написать:

$$Sp = f(g, T_e). \quad (16.15')$$

Определив из (16.15') температуру T_e как функцию Sp и g и подставив в (16.15), мы найдем:

$$g = \varphi(L, Sp), \quad (16.15'')$$

*) Определенной, скажем, по тригонометрическому параллаксу.

откуда следует, что при заданном Sp ускорение силы тяжести g является функцией L и обратно. Вот почему при данном Sp величина W_λ должна в основном зависеть от L .

Зависимость W_λ от g при данной T_e (или при данном Sp) именуется *эффектом абсолютной величины*.

Эффект абсолютной величины был специальным предметом изучения «теории ионизации». Однако все предсказания этой теории в отношении зависимости W_λ , g в настоящее время следует полностью пересмотреть. Помимо схематичности, указанная теория не учитывала расширения линий, обусловленного затуханием вследствие столкновений. Эффективность этого процесса определяется плотностью вещества и, следовательно, должна зависеть от величины g , а при постоянной T_e непосредственно от абсолютной яркости!

Для того чтобы исследовать теоретически эффект абсолютной величины, следует поступать так, как уже говорилось выше, а именно, для ряда T_e и g следует рассчитать строение фотосферы звезд и на основе этих расчетов построить контуры интересующих нас линий поглощения. Тогда, зафиксировав определенное значение T_e (или Sp), мы сможем изучить зависимость W_λ от g .

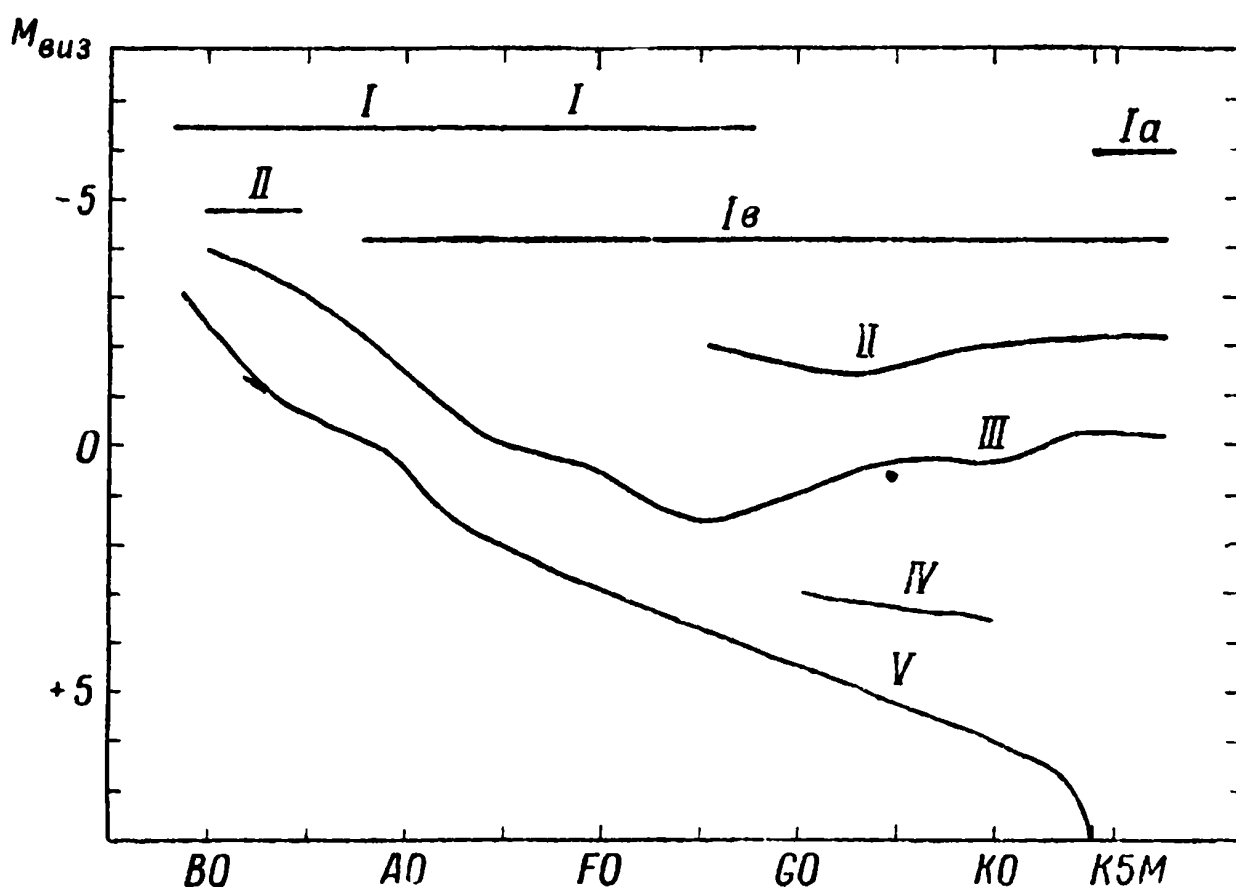


Рис. 45.

Необходимо отметить, что такого рода подсчеты будут ограничены со стороны звезд большой светимости, потому что в атмосферах сверхгигантов расчеты на основе «динамического» значения g невозможны (см. § 13). Кроме того, в атмосферах сверхгигантов искажающую роль играет расширение линий вследствие эффектов турбулентности (§§ 12 и 13).

Вообще состояние теории эффекта абсолютной величины является сейчас совершенно неудовлетворительным. Здесь предстоит весьма

большая работа. Пока же вся эта проблема развивается чисто эмпирическим путем.

Помимо чисто количественного способа спектральных параллаксов, в последнее время входят в употребление так называемые *классы светимости*. Классы светимости обозначаются римскими цифрами. Звезды класса I являются сверхгигантами, в то время как звезды класса V — в основном звезды главной последовательности. На рис. 45 воспроизведен соответствующий график, дающий предварительную калибровку классов светимости *). По оси абсцисс отложены спектральные классы, по оси ординат — абсолютная звездная величина.

В связи с истолкованием спектральной классификации следует отметить, что, конечно, в дальнейшем ее придется непрерывно совершенствовать с тем, чтобы учесть различные дополнительные факторы, характеризующие спектр звезды: турбулентность, отклонения от «нормального» химического состава и т. д.

Б. Шкала эффективных температур. В заключение остановимся кратко на вопросе о *шкале звездных эффективных температур* [20, стр. 155]. Под таковой мы будем понимать установленную из наблюдений зависимость между спектральным классом звезды и ее эффективной температурой. Ясно, что для звезд различной светимости эта зависимость в связи с вышеизлагавшимися соображениями будет различной.

Нас будут интересовать только эффективные температуры, так как мы видели, что именно эффективная температура звезды является основным температурным параметром. Соотношением (4.22) она определяет полную, т. е. болометрическую, светимость звезды L , а соотношением (4.21) — поток πH , определяющий вместе с ускорением силы тяжести g и химическим составом тепловой режим звездной атмосферы и ее спектр. Другие же виды звездных температур являются параметрами, играющими обычно частную, ограниченную роль.

Наиболее непосредственным способом определения T_e является использование основной формулы

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4, \quad (16.16)$$

связывающей L , R и T_e и дающей определение T_e .

Однако при этом мы наталкиваемся на трудность (непреодолимую до постановки соответствующих исследований), заключающуюся в том, что земная атмосфера отсекает область звездного ультрафиолетового излучения с длинами волн $\lambda < 3000 \text{ \AA}$. У звезд же с достаточно высокими T_e доля энергии, не пропускаемой земной атмосферой, может значительно превышать долю энергии, которая доходит до наблюдателя. Лишь для звезд более холодных, чем Солнце, включая и само

*) См., например, Morgan, Keenan, Kellman, An atlas of stellar spectra. The University of Chicago press.

Солнце, роль «отрезаемых» земной атмосферой спектральных областей является мало существенной. Поэтому для звезд различных спектральных классов методы определения T_e приходится так или иначе видоизменять, прибегая иногда к косвенным способам.

Для очень горячих звезд (более горячих, чем звезды класса В2) наиболее надежными способами определения T_e являются пока способы, связанные с изучением линий поглощения (или излучения). Сравнение теоретического распределения энергии в непрерывном спектре этих звезд с распределением, полученным из наблюдений, приводит к значительно более неопределенным результатам, ибо при высоких температурах относительное распределение энергии в спектре слабо зависит от температуры.

Наиболее надежным методом определения T_e по линиям поглощения для горячих звезд является рассмотренный в настоящем параграфе метод «максимумов» теории ионизации. Полученные таким способом величины T_e проставлены в таблице 9. Потенциал возбуждения относится к нижнему уровню той линии, максимум которой задан из наблюдений. Спектры в двух столбиках приведены по данным различных наблюдателей.

Таблица 9*)

Элемент	Потенциал ионизации	Потенциал возбуждения	T		Спектр	
			$\lg g = 4,4$	$\lg g = 2,4$		
Si II	16,3	9,3	12 900°	11 200°	A0	
C II	24,3	18,0	21 000	16 800		B3
N II	29,5	18,4	21 000	18 700	B2	B1—2
Si III	33,3	18,9	22 000	19 400	B1—2	B1—2
He I	24,5	20,9	18 000	14 400	B2—3	
O II	34,8	23,3	24 000	21 000	B1	B1
Si IV	44,9	23,9	31 500	27 000	O9	O9
N III	47,4	27,3	35 000	31 500	O7—8	O9
C III	47,7	29,4	30 600	28 000	O9 ?	O9—B0
O III	54,9	33,7	37 400	33 600	O9—B0	O8
N IV	77,3	39,7	39 000	33 600		
He II	54,2	50,8	44 000	39 000		
C IV	64,2	55,5	50 000	44 000		

Для звезд классов В2 — А0 могут быть применены три метода:

1) Только что изложенный метод максимумов.

*) Таблица составлена на основании расчетов Паннекука. См. А. Паннекук. The stellar temperature scale. Astrophysical Journal 84, 481, 1936.

2) Сравнение теоретического распределения энергии в непрерывном спектре звезд с наблюдаемым.

3) Использование болометрических поправок.

Рассмотрим второй метод.

Сравнение теоретических кривых с кривыми, полученными из наблюдений, должно в целях достижения наибольшей точности охватывать возможно более широкий интервал длин волн, включая скачок при пределе серии Бальмера и участок от $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ до этого предела ($\lambda = 3646 \text{ \AA}$). Подобрав наилучшим образом к наблюдаемому распределению энергии в спектре звезды данного класса теоретическую кривую, построенную для какой-то температуры T'_e , мы можем считать, что эта температура и характеризует рассматриваемый спектральный класс. Этот способ является довольно надежным, ибо с точки зрения наблюдений распределение энергии за пределом серии Бальмера, до предела серии и величину скачка D при пределе серии [см. формулу (6.28)] можно рассматривать как независимые характеристики спектра.

Рассмотрим третий метод. На основании построенного теоретического распределения энергии в непрерывном спектре звезд мы можем для звезд различных классов вычислить теоретические болометрические поправки:

$$\Delta M_{\text{бол}} = M_{\text{бол}} - M_{\text{виз}}. \quad (16.17)$$

Тогда, зная абсолютную визуальную величину звезды $M_{\text{виз}}$ (или фотовизуальную), мы можем по самоочевидной формуле

$$2,5 \lg \frac{L}{L_{\odot}} = (M_{\text{бол}})_{\odot} - M_{\text{бол}} \quad (16.18)$$

определить и L . [О величинах $L_{\odot}$ и $(M_{\text{бол}})_{\odot}$ будет сказано дальше.] Таким образом, задача сведется к определению радиуса звезды и затем уже к нахождению согласно (16.16) величины T_e по известным L и R .

Величину же R можно прямо определить только в двух случаях. 1) Если звезда является компонентой затменной переменной и спектры обеих компонент можно разделить (в противном случае нельзя было бы установить, к звезде какого именно спектрального класса относится то или иное значение T_e). Кроме того, должен быть известным параллакс системы. В рассматриваемом случае величины R находятся из орбитальных вычислений. 2) Если известно расстояние до звезды, можно использовать интерферометрические измерения, дающие угловой радиус звезды. Для звезд ранних классов таких измерений пока не имеется ввиду относительно малых размеров рассматриваемых звезд.

Рассмотренный третий метод определения эффективных температур является по существу уточнением температур, полученных вторым методом, ибо при этом приходится пользоваться уже извест-

ным теоретическим распределением энергии в непрерывном спектре звезд.

Шкала эффективных температур для звезд более горячих, чем звезды А0 [20, стр. 155], построенная Кейпером на основании изложенных методов, приведена в таблице 10.

Весьма неопределен вопрос о температурной шкале для звезд самых ранних классов. Экстраполяция, проведенная Кейпером, дала для этих звезд очень высокие эффективные температуры. Для класса О5 величина T_e оказалась равной $80\,000^\circ$, для класса О6 — равной $63\,000^\circ$ и для класса О7 — равной $50\,000^\circ$. Однако имеется целый ряд новых исследований, свидетельствующих о том, что эти температуры сильно завышены. Повидимому, звезды класса О5 имеют эффективную температуру, не большую $45\,000$ — $50\,000^\circ$. При этом вообще изменение T_e с изменением спектрального класса является для звезд класса О и ранних подразделений класса В более медленным, чем это указывается таблицей 10. Данный вопрос требует самого тщательного исследования.

Т а б л и ц а 10

Спектр	$\lg T_e$	Δm_6	Спектр	$\lg T_e$	Δm_6
О8	4,60	— 3,8	В3	4,27	— 2,03
О9	4,50	— 3,24	В4	4,23	— 1,82
В0	4,40	— 2,70	В5	4,19	— 1,60
В1	4,39	— 2,48	В6	4,16	— 1,44
В2	4,31	— 2,24	В8	4,09	— 1,07
			А0	4,03	— 0,76

Шкала болометрических поправок для звезд В2 — А0 составлена Э. Мустелем на основании теоретических кривых типа рис. 17. Для более горячих звезд болометрические поправки вычислены на основании упрощенной теории лучистого равновесия (подсчеты Паннекука).

Для звезд классов А — F применение методов, указанных для звезд классов А0 — В2, затруднительно по той причине, что в их атмосферах поглощение излучения определяется совместно водородом и ионами H^- . Надежных же теоретических подсчетов потока πH_λ для звезд этих классов пока не имеется. Поэтому здесь приходится прибегать к интерполяционным методам, ибо для звезд более горячих, чем звезды класса А0, и более холодных, чем звезды классов G0 — F8, связь эффективной температуры с классом устанавливается довольно надежно. Поэтому мы перейдем непосредственно к звездам более холодным, чем звезды классов F8 — G0.

Здесь положение чрезвычайно сильно облегчается тем, что в спектрах звезд F8 — G0 доля энергии, приходящейся на недоступную

область с $\lambda < 3000 \text{ \AA}$, мала, а для звезд классов К и М — вообще ничтожна. Для рассматриваемой группы звезд величины L могут быть найдены с помощью радиометрических измерений, которые дают величины Δm_6 . Зная Δm_6 , мы определяем и L . Систему величин Δm_6 на основании такого метода построили впервые П. П. Паренаго*), а затем Кейпер. Радиус звезды R может быть определен хотя бы так, как указывалось выше. В частности, для некоторых красных гигантов имеются интерферометрические определения.

Для карликов должны быть использованы затменные двойные звезды с разделяющимися спектрами. Само собой разумеется, что надежнейшей температурной точкой является Солнце — карлик типа dG3. Эффективная температура Солнца, полученная по солнечной постоянной, равна 5710° , $(M_{\text{бол}})_\odot = +4^m, 7$ и $L = 2 \cdot 10^{33}$ эрг/сек. Система эффективных температур звезд классов G, K, M, определенная описанным образом, приведена в таблице 11. Температуры звезд классов A5, F0, F5 найдены, как указывалось выше, путем интерполяции с учетом того, что можно получить из интенсивностей линий поглощения.

Из таблицы 11 можно оценить различие между T_e у карлика и гиганта того же класса.

Таблица 11

Спектр	T_e	Спектр	T_e	Спектр	T_e	Спектр	T_e
A0	10 700°	dG0	6000°	gG0	5200°	gM2	3200°
A5	8 530	dG2	5710	gG5	4620	gM4	2930
F0	7 500	dG5	5360	gK0	4230	gM6	2750
F5	6 470	dK0	4910	gK5	3580	gM8 _e	2590
—	—	dK2	4650	gM0	3400	—	—
—	—	dK5+	3900	—	—	—	—
—	—	dM2	3200	—	—	—	—

В таблице 12 приведена полученная указанным образом шкала болометрических поправок для звезд различных классов. В этой таблице M — абсолютные визуальные величины звезд, двоеточие (:), стоящее за результатом, означает неуверенность в найденной величине. Величины, стоящие в скобках, получены экстраполяцией.

Приведенные таблицы носят предварительный характер. Наиболее неопределенны температуры очень горячих звезд и звезд классов А и F. Однако для многих задач практического характера точность результатов в указанных таблицах вполне достаточна.

*) П. П. Паренаго, Исследование зависимости светимость — масса. Астрономический журнал 14, № 1, 33, 1937.

Шкала эффективных температур и болометрических поправок может быть, в частности, использована для того, чтобы на диаграмме «спектр — светимость» провести линии изорадиусов, а если известны массы звезд, то и линии изомасс и изоплотностей.

Т а б л и ц а 12

Спектр	Главная ветвь	$M = 0,0$	$M = -4,0$	Спектр	Главная ветвь	$M = 0,0$	$M = -4,0$
F2	— 0,04	— 0,04	— 0,04	K4	— 0,55	— 1,11	— 1,56
F5	— 0,04	— 0,08	— 0,12	K5	— 0,85	— 1,35	— 1,86:
F8	— 0,05	— 0,17	— 0,28	K6	— 1,14	—	—
G0	— 0,06	— 0,25	— 0,42	M0	— 1,43	— 1,55	— 2,2
G2	— 0,07	— 0,31	— 0,52	M1	— 1,70	— 1,72	— 2,6
G5	— 0,10	— 0,39	— 0,65:	M2	— 2,03	— 1,95	— 3,0:
G8	— 0,10	— 0,47	— 0,80:	M3	— (2,35)	— 2,26	— 3,6:
K0	— 0,11	— 0,54	— 0,93:	M4	— (2,7)	— 2,72	—
K2	— 0,15	— 0,72	— 1,20	M5	— (3,1:)	— 3,4:	—
K3	— 0,31	— 0,89	— 1,35				

Такая диаграмма, построенная П. П. Паренаго, представлена на рис. 46. Она весьма удобна как для практических задач звездной астрономии, так и для ориентировочных расчетов различных астрофизических задач. По оси ординат на ней отложены абсолютные болометрические величины звезд, по оси абсцисс $\lg T_e$ и спектральные классы. Вертикальная крупная штриховка на диаграмме отмечает существующие группы и последовательности звезд. Ее высота дает приблизительную дисперсию в величинах M . Нанесенные на диаграмме последовательности и группы таковы: $A—B$ — главная последовательность, $B—G$ — гиганты, $D—E$ — сверхгиганты, $Ж—З$ — цефеиды, $И—K$ — субгиганты, L — белые карлики, $M—N$ — последовательность субкарликов, установленная П. П. Паренаго, $O—P$ — белоголубая последовательность, непрерывность которой установлена Б. А. Воронцовым-Вельяминовым.

Изолинии на диаграмме обозначены следующим образом. Сплошные линии — изорадиусы, вычисленные по формуле

$$\lg R = 8,50 - 0,2M_{\text{бол}} - 2 \lg T_e. \quad (16.19)$$

Эта формула [24, стр. 231—234] получена из формулы (16.16) [учитывается, что абсолютная болометрическая величина Солнца $(M_{\text{бол}})_{\odot} = +4,7$].

Штриховой пунктир — линии одинаковых масс. Они получены П. П. Паренаго на основании лично его исследований, а также его исследований совместно с А. Г. Масевич.

Приводим соответствующие эмпирические формулы для связи между $L_{\text{бол}}$ и массой звезды M .

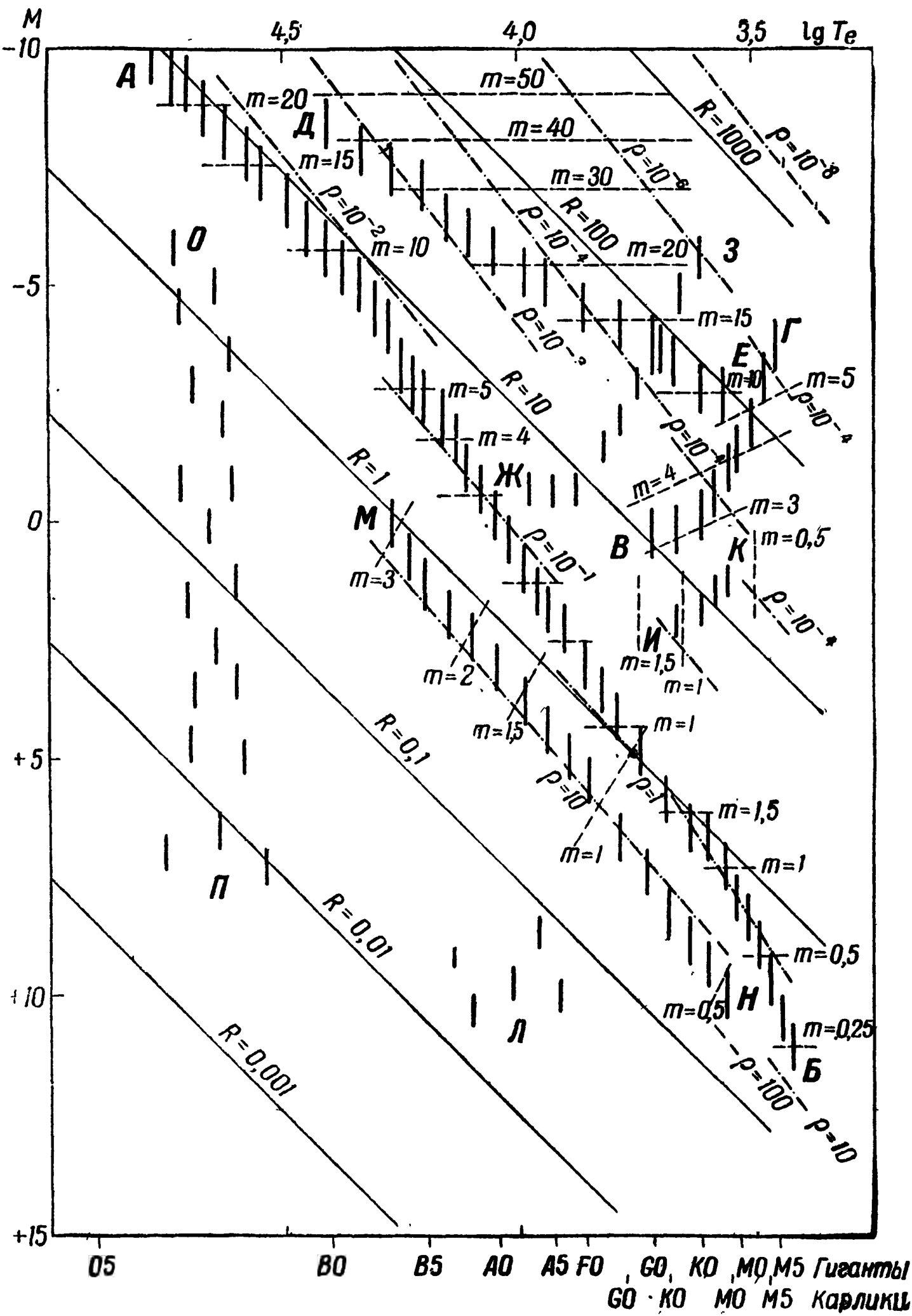


Рис. 46.

В верхней части главной последовательности для звезд более горячих, чем Солнце:

$$M = 0,89 L_{\text{сол}}^{0,25}. \quad (16.20)$$

Для остальных звезд главной последовательности:

$$M = 2,4 L_{\text{сол}}^{0,44}. \quad (16.21)$$

Для субкарликов:

$$M = L_{\text{сол}}^{\frac{1}{4}} R^{-\frac{1}{8}}. \quad (16.22)$$

Для субгигантов:

$$M = 1,8 \frac{\sqrt{L_{\text{сол}}}}{R}. \quad (16.23)$$

Для гигантов:

$$M = 1,1 L_{\text{сол}}^{0,4} R^{-0,25}. \quad (16.24)$$

Для сверхгигантов:

$$M = 1,5 L_{\text{сол}}^{0,27}. \quad (16.25)$$

За единицу измерения $L_{\text{сол}}$ и M принято $(L_{\text{сол}})_{\odot}$ и $M_{\odot}$.

Линиями точка — тире на диаграмме изображены изолинии плотности, которые получены по известным массам и радиусам в согласии с формулой

$$\lg \rho = \lg M + 0,6 M_{\text{сол}} + 6 \lg T_e - 25,50, \quad (16.26)$$

выведенной из формулы $M = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho$ и формулы (16.19). Речь, конечно, идет о средних плотностях.

В настоящем параграфе мы рассмотрели двухпараметрическую спектральную классификацию. В действительности положение является гораздо более сложным. Помимо эффективной температуры и ускорения силы тяжести на поверхности звезды, характер спектра последней может определяться также и другими факторами, такими, как, например, вращение звезды, турбулентность газов, составляющих ее атмосферу, и т. д. Кроме того, существенную роль могут играть отклонения химического состава звездной атмосферы от «нормального» состава. Наконец, требуют особого изучения спектры различных последовательностей и групп звезд таких, как последовательность субкарликов, группа «металлических» звезд и т. д.

ГЛАВА III

ФИЗИКА СОЛНЕЧНОЙ ОБОЛОЧКИ

§ 17. Строение солнечной фотосферы. Грануляция. Конвекция

1. **Строение солнечной фотосферы.** Строение солнечной фотосферы мы могли бы определить теоретически теми же методами, которые были применены нами в § 7 к изучению строения фотосферы звезды класса А0. Однако, как уже указывалось в § 6, теория лучистого равновесия, развитая для солнечной фотосферы, требует поправки — средний коэффициент поглощения, выводимый при согласовании наблюдений и теории, оказывается в 1,4 раза больше теоретического. Поэтому для Солнца лучше всего не применять теории лучистого равновесия, а находить распределение температуры в его фотосфере непосредственно из наблюдений. Это можно сделать, пользуясь методом, изложенным в конце § 7. Мы должны возможно точнее (особенно вблизи края солнечного диска) изучать распределение энергии на солнечном диске в какой-либо длине волны λ , а это при применении формулы (7.31) дает закон изменения функции B_λ с оптической толщиной τ_λ для той же длины волны.

Рассмотрим теперь, как, зная для какой-либо длины волны λ зависимость между B_λ и τ_λ , а тем самым зависимость между T и τ_λ , найти распределение с глубиной и других физических величин: полного газового давления p , электронного давления p_e , плотности ρ и т. д.

Напишем уравнение гидростатического равновесия, причем, учитывая выводы, сделанные в § 7, мы можем ролью светового давления пренебречь:

$$dp = g\rho dh. \quad (17.1)$$

Для участков спектра от $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ до $\lambda = 10\,000 \div 15\,000 \text{ \AA}$, для которых обычно находится зависимость B_λ от τ_λ , поглощение излучения определяется в основном отрицательными ионами водорода. В этом случае коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 г фотосферного вещества, дается формулой (13.13), причем величина $k_\lambda(\text{H}^-)$ может быть снята с графика рис. 15. Кроме того, как указывалось в § 13, мы можем во всей солнечной фотосфере считать

$(n_0)_H \approx n_H$. Поэтому мы можем написать:

$$d\tau_\lambda = \kappa_\lambda (H^-) \rho dh = n_H k_\lambda (H^-) p_e dh. \quad (17.2)$$

Поделив (17.1) на $n_H k_\lambda (H^-) p_e$, а также учтя (13.9), получим:

$$\frac{dp}{d\tau_\lambda} = \frac{gm_H b}{k_\lambda (H^-) p_e}, \quad (17.3)$$

где b — фигурная скобка в (13.9), равная примерно 1,8—1,9. Заметим при этом, что $k_\lambda (H^-)$ является функцией только температуры и длины волны (частоты).

Помножив (17.3) на $2p$, будем иметь:

$$\frac{dp^2}{d\tau_\lambda} = \frac{2gbm_H}{k_\lambda (H^-) \frac{p_e}{p}}. \quad (17.4)$$

Получим теперь выражение для отношения

$$\frac{p_e}{p} = \frac{n_e k T}{n k T} = \frac{n_e}{n}, \quad (17.5)$$

где n_e — число свободных электронов в 1 см^3 , а n — полное число частиц в 1 см^3 .

Для n_e мы можем написать:

$$n_e = n_H x_H + \sum n_s x_s = n_H (x_H + \sum a_s x_s), \quad (17.6)$$

где a_s — содержание элемента по отношению к водороду [формула (5.1)]. Суммирование, строго говоря, должно проводиться по всем элементам. Однако на практике следует ограничиваться лишь металлами и притом теми, для которых величина $a_s x_s$ является сравнительно большой. Это в основном металлы с большим относительным содержанием a_s и относительно низким потенциалом ионизации (Mg, Na, Ca, Al, Si, Fe). Ионизация других элементов (He, O, C, N и т. д.) дает в солнечной атмосфере очень мало свободных электронов. Второй ионизацией здесь мы также можем пренебречь.

Полное число всех частиц в 1 см^3 солнечной фотосферы составляет из атомов и электронов. Из атомов следует учитывать только водород и гелий, ибо согласно таблице 1 атомов других элементов значительно меньше. Число же электронов в 1 см^3 определяется формулой (17.6). При этом ясно, что $n_e \ll n_H + n_{He}$, ибо в солнечной фотосфере $x_H \ll 1$, а число электронов в 1 см^3 , обусловленных ионизацией металлов, не может быть больше, чем число самих атомов металлов, которых в свою очередь значительно меньше, чем атомов водорода. Поэтому мы приближенно можем написать:

$$n \approx n_H + n_{He} = n_H \{1 + a_s(\text{He})\} \approx 1,2n_H, \quad (17.7)$$

причем согласно таблице 1 мы приняли $a_s(\text{He}) \approx 0,2$.

Для $\lambda = 5010 \text{ \AA}$					
$h \text{ км}^*)$	τ_λ	$\frac{5040}{T}$	T	$a \text{ (H}^-)$	$\lg p_e$
	0,00	1,143	4410	$14,1 \cdot 10^{-26}$	
— 223	0,005	1,090	4623	11,7	$\bar{1},71$
— 188	0,01	1,053	4786	10,0	$\bar{1},91$
— 152	0,02	1,029	4898	9,1	0,10
— 132	0,03	1,011	4985	8,5	0,22
— 104	0,05	0,984	5122	7,6	0,38
— 94	0,06	0,963	5234	7,0	0,48
— 79	0,08	0,946	5328	6,5	0,59
— 69	0,10	0,935	5390	6,2	0,66
— 67	0,11	0,929	5425	6,1	0,70
— 61	0,12	0,927	5437	6,0	0,72
— 57	0,13	0,927	5437	6,0	0,73
— 52	0,14	0,929	5425	6,1	0,74
— 49	0,15	0,937	5379	6,2	0,71
— 22	0,24	0,920	5478	5,8	0,85
— 8	0,31	0,896	5625	5,3	1,01
+ 4	0,40	0,874	5765	4,8	1,16
+ 14	0,48	0,855	5895	4,4	1,28
+ 26	0,65	0,821	6138	3,7	1,53
+ 33	0,81	0,796	6332	3,3	1,71
+ 39	0,98	0,775	6503	3,0	1,87
+ 44	1,13	0,758	6649	2,8	2,00
+ 47	1,29	0,742	6792	2,6	2,12
+ 50	1,46	0,728	6923	2,4	2,23
+ 52	1,60	0,716	7039	2,2	2,32
+ 56	2,00	0,690	7304	2,0	2,52
+ 61	2,5	0,683	7380	1,9	2,58

*) $h = 0$ для слоя, в котором $T = 5713^\circ$, и $h > 0$ к центру Солнца, $h < 0$ к поверхности.

**) В скобках — экстраполяция.

Т а б л и ц а

13

		Для среднего коэффициента поглощения			
$\lg p$	$\lg n_{\text{H}}$	$\overline{\tau}$	$T(h)$	$\lg p_{\text{в}}$	$\lg p$
4,11	16,24	0,00	4670	$\overline{1,84}$	4,18
4,27	16,38	0,02	4690	$\overline{1,98}$	4,35
4,44	16,53	0,04	4740	0,16	4,52
4,53	16,61	0,05	4780	0,26	4,61
4,65	16,72	0,09	4860	0,38	4,75
4,69	16,75	0,10	4900	0,44	4,79
4,75	16,81	0,14	4970	0,50	4,86
4,79	16,84	0,16	5025	0,58	4,90
4,80	16,85	0,18	5045	0,60	4,91
4,82	16,87	0,20	5085	0,64	4,94
4,84	16,89	0,22	5115	0,67	4,96
4,86	16,91	0,23	5160	0,70	4,98
4,87	16,92	0,25	5180	0,72	4,99
4,98	17,02	0,40	5410	0,94	5,11
5,04	17,06	0,55	5600	1,10	5,16
5,08	17,09	0,70	5770	1,28	5,21
5,12	17,12	0,90	5970	1,48	5,25
5,16	17,15	1,34	6350	1,84	5,29
5,18	17,16	(1,55)	(6550)	(2,0)	(5,32) **)
5,20	17,17				
5,22	17,18				
5,23	17,18				
5,24	17,18				
5,25	17,18				
5,26	17,18				
5,27	17,19				

Выражение (17.5) можно переписать теперь так:

$$\frac{p_e}{p} = \frac{n_e}{n} = \frac{x_H + \sum a_s x_s}{1,2} = \varphi(p_e, T), \quad (17.8)$$

ибо величины x_H и x_s являются функцией только p_e и T и могут быть вычислены по формуле ионизации (5.16)*). Ясно, что для вычисления $\varphi(p_e, T)$ нужно задать величины a_s , например, из таблицы 1.

Уравнение (17.4) совместно с выражением (17.8) решается методом итераций.

Интегрирование идет от границы фотосферы, где $\tau_\lambda = 0$. Для этого значения τ_λ мы имеем:

$$T = T_0, \quad p_e = (p_e)_0. \quad (17.9)$$

Без ущерба для точности получаемых в результате интегрирования (17.4) величин p и p_e мы можем принять, например, $(p_e)_0 = 0$, хотя, конечно, на границе собственно фотосферы p_e отлично от нуля, превосходя несколько величину p_e для основания хромосферы (см. § 21).

В результате интегрирования (17.4) с учетом (17.8) мы получаем зависимость между величинами T , p и p_e , причем связь между T и τ_λ известна уже из наблюдений.

Рассмотрим теперь, как найти распределение в солнечной фотосфере других величин.

Обратимся к полной плотности вещества ρ . В соответствии с (17.7) мы имеем $p = nkT \approx 1,2n_H kT$. С другой стороны, n_H связано с плотностью ρ соотношением (13.9). Следовательно, зная p и T , мы можем определить ρ . Наконец, переход к линейным глубинам производится с помощью (17.1):

$$h - h_0 = \frac{1}{g} \int \frac{dp}{\rho}, \quad (17.10)$$

где h_0 — постоянная интегрирования. Интегрирование в (17.10) проводится численно — зависимость между p и ρ нами уже установлена.

Приводимая на стр. 276—277 таблица 13 составлена В. С. Бердичевской, исходившей из данных Бруггенкате, Гольнова и Егера**). Эти данные (зависимость между B_λ и τ_λ) получены на основании изучения потемнения солнечного диска во время частного затмения.

Длина волны $\lambda = 5010\text{Å}$.

Следует заметить, что существующие в настоящее время данные о законе изменения интенсивности излучения на солнечном диске

*) Некоторые авторы вводят среднюю степень ионизации металлов x_m , которая по существу равна сумме $\sum a_s x_s$.

**) P. ten Bruggencate, H. Gollnow und F. Jäger, Über einen Versuch, die wahre Intensitätsverteilung am äussersten Sonnenrand zu ermitteln. Zeitschrift für Astrophysik 27, 223, 1950.

обременены различными ошибками и несколько различаются друг от друга (здесь необходимы дальнейшие самые тщательные наблюдения, особенно на краю диска). Тем не менее и при наличии лишь указанных пока еще несовершенных данных рассматриваемый метод обладает все же заметными преимуществами перед методом, предусматривающим использование теории лучистого равновесия.

Ту же фотосферную задачу для Солнца мы могли бы разрешить таким же методом, как в § 7 для звезды класса А0. При этом приходится использовать теоретический закон для распределения температуры в солнечной фотосфере. Этот закон в согласии с тем, что говорилось в § 6 о солнечной фотосфере, мы можем взять из (4.26), причем, конечно, следует ввести средний коэффициент непрерывного поглощения [формула (6.30)]. В четырех последних колонках таблицы 13 приведены результаты таких расчетов*). Естественное, что без них нельзя обойтись при изучении больших оптических глубин, с которых к нам излучение уже не приходит, а следовательно, связи между B_λ и τ_λ вывести нельзя.

2. Конвективные процессы в солнечной фотосфере. Грануляция. Рассмотренная нами модель солнечной фотосферы является, конечно, некоторой схематической моделью. По существу это модель чисто статической фотосферы. Однако наличие *г р а н у л я ц и и* в солнечной фотосфере указывает на движения газа, хотя в среднем солнечная фотосфера и находится в равновесии. Напомним, что *г р а н у л я ц и е й* называется «зернистость» внешней наблюдаемой поверхности Солнца. Отдельные светлые «зерна» на более темном фоне именуются *гранулами*. Средний размер гранул по исследованиям А. Ганского (Пулково) порядка $1''$ — $2''$, что эквивалентно 700—1400 км на поверхности Солнца.

Наблюдениями установлено, что грануляционное строение солнечной поверхности — *г р а н у л я ц и о н н а я с е т к а* — подвержено относительно быстрым изменениям. Среднее время жизни одной фотосферной гранулы порядка трех минут.

Общий вид грануляционных явлений, характер появления и исчезновения гранул — все это наводит на мысль, что здесь мы наблюдаем поднимающиеся и опускающиеся массы газа. Проведенные в последнее время спектроскопические исследования грануляции подтверждают это предположение. Для средней скорости радиального движения гранул v_0 , понимаемой в смысле формулы (11.26), получается значение около $0,4$ км/сек**). Это значительно меньше, чем турбулентные скорости, получаемые по кривой роста для Солнца, которые составляют около $1,5$ км/сек. Вполне возможно, что это

*) Данные в этих колонках подсчитаны В. С. Бердичевской на основе модели солнечной фотосферы Мюнха (G. Münch, Model Solar atmospheres Astrophysical Journal 106, 217, 1947).

**) См. R. Richardson and M. Schwarzschild, On the turbulent velocities of solar granules. Astrophysical Journal 111. 351, 1950.

различие связано с различием размеров элементов турбулентности. Однако положение пока еще не ясно, так как природа «турбулентных» скоростей, находимых из кривой роста, может оказаться отличной от природы скоростей грануляционных течений. Кроме того, необходимо дальнейшее весьма тщательное изучение по наблюдениям самих скоростей (при измерениях скоростей грануляционных течений необходимо учитывать влияние рассеянного света и т. д.).

Однако, несмотря на указанные неопределенности, мы должны считаться с наличием в фотосфере восходящих и нисходящих течений, т. е. с внутренней неустойчивостью последней. Кроме того, следует иметь в виду, что свойства грануляции (размеры гранул, контраст в яркости и т. д.) не зависят от гелиографической широты на поверхности Солнца и от одиннадцатилетнего периода изменений солнечной активности.

Мы уже указывали, что рассмотренная выше модель солнечной фотосферы (таблица 13) является моделью чисто статической фотосферы. Однако проведенные расчеты, особенно если их продолжить до больших значений τ_λ , показывают, что нижние слои солнечной фотосферы вообще не могут находиться в состоянии устойчивого равновесия. В них должны существовать внутренние конвективные течения, которые с достаточными основаниями и можно отождествить с явлениями грануляции. (Как показывают расчеты, эти течения должны иметь турбулентный характер.)

Исходя из того, что солнечная фотосфера (по крайней мере ее внешние слои) находится в лучистом равновесии, рассмотрим, в каких случаях конвективные потоки в такой атмосфере могут оказаться устойчивыми, а в каких нет.

Пусть элемент газа в фотосфере получит по каким-либо причинам импульс, направленный наружу. Тогда он начнет подниматься вверх и расширяться. Температура его при этом будет непрерывно меняться. Теперь мы примем следующие допущения: 1) процесс расширения протекает адиабатически, 2) силами вязкости, тормозящими рассматриваемый элемент, можно пренебречь. Тогда для того, чтобы движение этого элемента не прекратилось, нужно, чтобы адиабатический температурный градиент (изменение температуры с глубиной у адиабатически расширяющегося и поднимающегося элемента) был бы меньше, чем градиент, соответствующий лучистому равновесию. Это легко уяснить из рис. 47. Движение элемента вверх соответствует движению на графике по линии Oa . На всем пути элемента его температура выше, чем температура окружающей солнечной фотосферы, и, следовательно, движение элемента будет непрерывно поддерживаться. Таким образом, конвективные токи, возникающие в фотосфере, будут существовать, если соблюдается неравенство:

$$\left| \frac{dT}{dh} \right|_{\text{адиаб}} < \left| \frac{dT}{dh} \right|_{\text{луч}}. \quad (17.11)$$

Если же будет соблюдаться противоположное неравенство (см. пунктирную кривую на рис. 47), то движение элемента тотчас же затормозится, ибо он окажется холоднее и плотнее, чем окружающая среда.

Таким образом, в случае соблюдения неравенства (17.11) всякие небольшие изменения локальной температуры ведут к возникновению системы восходящих и нисходящих течений, которые, как это следует из рис. 47, будут стремиться изменить температурный градиент среды.

При изучении конвекции, имеющей место в случае выполнимости неравенства (17.11), мы будем рассматривать столь слабые токи, что они не нарушают общего равновесия атмосферы. Иначе говоря, мы будем считать, что при движении элемента вверх или вниз давление, оказываемое элементом на окружающую фотосферу, равно давлению, производимому последней на элемент. Состояние, в котором находится среда при выполнении указанных условий, называется *конвективным равновесием* [26, стр. 123, 124].

В связи с сохранением равновесия мы можем применять формулу гидростатического равновесия (17.1), которая, если использовать уравнение состояния газа

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T, \quad (17.12)$$

будет иметь вид

$$\frac{dp}{dh} = \frac{g\mu}{RT} p. \quad (17.13)$$

Помножив обе части (17.13) на $\frac{dT}{p}$, получим:

$$\frac{dT}{dh} = \frac{g\mu}{R} \frac{d \ln T}{d \ln p}. \quad (17.14)$$

Применяя это к лучистому и к конвективному равновесию, получим вместо (17.11):

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_{\text{адiab}} < \left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_{\text{луч}}. \quad (17.15)$$

Для того чтобы выяснить выполнимость неравенства (17.15) в фотосфере Солнца, следует подсчитать отдельно обе части этого неравенства.

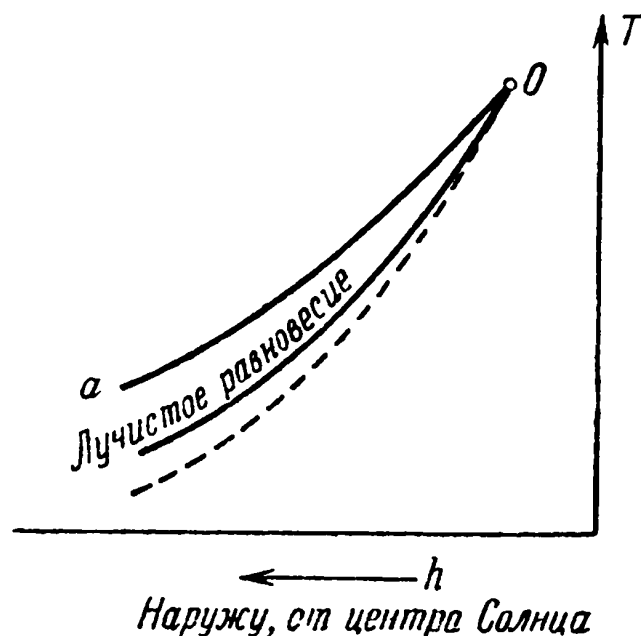


Рис. 47.

Обратимся к левой части неравенства. Для адиабатических процессов, как известно, $p^{1-\gamma}T^\gamma = \text{const}$, а следовательно,

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln p}\right)_{\text{адиаб.}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma}, \quad (17.16)$$

где $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ — отношение теплоемкости газа при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме.

Для одноатомного газа $\gamma = \frac{5}{3}$ и, следовательно,

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln p}\right)_{\text{адиаб.}} = 0,40.$$

Сравнение этого числа с величинами $\left(\frac{d \ln T}{d \ln p}\right)_{\text{луч}}$, получающимися на основании таблицы 13, дает возможность сделать следующее заключение. До уровня с оптической глубиной $\tau_\lambda \approx 0,5$ (при $\lambda = 5010 \text{ \AA}$) осуществляется неравенство $\left(\frac{d \ln T}{d \ln p}\right)_{\text{луч}} < 0,4$, а для $\tau_\lambda > 0,5$ — противоположное неравенство, т. е. неравенство (17.15). Таким образом, ниже уровня, где $\tau_\lambda \approx 0,5$, в солнечной фотосфере должна располагаться неустойчивая конвективная область.

Для того чтобы получить представление о нижней границе конвективной зоны, необходимо учесть еще одно важное обстоятельство, а именно, изменяющуюся с подъемом или опусканием газовой массы ионизацию атомов. В результате ионизации отделяющиеся электроны должны получать кинетическую энергию, равную $\frac{3}{2} kT$. В то же время газ, степень ионизации которого меняется, приближается по своему поведению к многоатомному газу. В связи с этим эффективная γ для указанного газа, определяемая попрежнему соотношением (17.16), должна быть меньше чем $\frac{5}{3}$.

Наиболее важным газом в рассматриваемом отношении является водород. Унзольд показал, что в той зоне звездных атмосфер, где водород частично ионизован, эффективная γ столь мала, что неизбежно должны возникать течения. Учет этого обстоятельства сильно увеличивает роль и толщину конвективной зоны в солнечной фотосфере.

Для соответствующих расчетов необходимо получить величину $\left(\frac{d \ln T}{d \ln p}\right)_{\text{адиаб}}$ с учетом ионизации водорода [2, стр. 410, 411].

Однако для применения этого выражения, зависящего, конечно, от давления и температуры, необходимо сделать какие-то предположения относительно строения самой конвективной зоны. Мы имеем основания предположить, что возникновение конвективных движений не нарушает заметно лучистого равновесия, так что оно существует

и в конвективной зоне. Действительно, даже при наличии конвективных токов перенос энергии в фотосфере осуществляется в основном излучением, что связано с большей быстротой лучистого обмена.

В этом случае при нахождении $\left(\frac{d \ln T}{d \ln p}\right)_{\text{адиаб}}$ мы можем пользоваться теми p и T , которые получены для лучистого равновесия, как, например, в таблице 13. В рассматриваемом случае линейная толщина конвективной зоны получается порядка 700 км.

К сожалению, вопрос о физическом состоянии вещества в конвективной зоне является чрезвычайно сложным. Так, например, весьма неясен вопрос о возможности применения к веществу конвективной зоны формул термодинамического равновесия, особенно формулы ионизации. Это можно уяснить на основании следующих рассуждений. Если какая-либо масса газа, движущаяся в конвективной зоне, опускается вниз, то степень ионизации этой массы должна все время иметь тенденцию изменяться соответственно температурному режиму, существующему на том уровне атмосферы, на котором масса в данный момент находится. Однако совершенно очевидно, что способность массы газа принимать степень ионизации, соответствующую данному «мгновенному» уровню в атмосфере, зависит от скорости движения этой массы. Если, например, последняя движется очень быстро, то, даже пройдя вниз на большую глубину, где температура уже достаточно высока, масса все же не успеет достаточно быстро изменить степень ионизации. Правда, реальные скорости течений в конвективной зоне, повидимому, невелики и составляют около 1 км/сек. Однако при наличии только процессов фотоионизации (без столкновений) равновесие в ионизации (для водорода) между средой и движущейся массой газа не устанавливается даже при такой скорости. Учет ионизации столкновениями немного меняет этот результат. Однако, повидимому, все же должно существовать определенное различие в состоянии ионизации токов, направленных вниз и вверх. При этом идущие вверх токи увлекают ионизованный водород к верхним частям конвективной зоны, где его рекомбинация может явиться причиной появления избытка высокочастотного излучения в наружных слоях. Если это так, то данный факт означает расширение неустойчивой зоны, а именно, поднятие верхней ее границы.

Из всего вышеизложенного следует, что причину грануляционных явлений мы должны видеть в существовании неустойчивой фотосферной зоны с $\tau_{\lambda} > 0,5$. С этими представлениями согласуется и внешний вид грануляционной сетки. Действительно, если плоский слой жидкости или газа, в котором перенос тепла совершается путем конвекции, подогревается снизу и слой хорошо защищен от возмущений, в нем образуется напоминающая грануляцию правильная сетка шестиугольных завихрений, причем по оси каждой ячейки вещество поднимается, а вдоль ее внешней границы стекает вниз (так называемые ячейки Бенара). Расстояния между осями соседних конвекционных

ячеек всегда примерно в 3,3 раза больше толщины слоя. Следовательно, если мы примем, что толщина конвективного слоя порядка 700 км, то расстояние между гранулами будет порядка 2300 км, что недалеко от действительности.

Далее, так как в конвективной зоне поднимающиеся газовые массы теплее, чем окружающее вещество, вышеуказанные опыты объясняют также и то, что грануляция состоит из ярких участков (середина вихревых ячеек), разделенных темными промежутками.

Наконец, в связи с тем, что толщина конвективной зоны мала по сравнению с радиусом Солнца, представляется понятным, что грануляция не зависит от гелиографической широты и фазы одиннадцатилетнего цикла.

Исходя из вышеизложенных общих положений, следует иметь в виду, что конвективная зона может иметь место не только в фотосфере Солнца, но и в фотосфере звезд. Она без сомнения должна возникать во всех тех случаях, когда переход от зоны нейтрального водорода к зоне ионизованного водорода осуществляется в фотосферных слоях.

Глубина залегания переходной зоны должна увеличиваться при переходе от горячих звезд к холодным. У звезд класса А нормальной светимости конвективная зона выходит, например, к самым наружным слоям фотосферы [27]. В ряде случаев мы даже имеем дело с обращением плотности, когда она на некотором участке убывает вглубь. Ясно, что в таких случаях неустойчивость является еще более резко выраженной.

§ 18. Электродинамика солнечной атмосферы

1. Вводные замечания. Быстрый рост и серьезные успехи, достигнутые теорией лучистого равновесия, заслуженно выдвинули ее на первое место в теоретической астрофизике. Многие данные наблюдений более или менее точно можно было объяснить, пользуясь предположением, что атмосфера находится в состоянии локального термодинамического равновесия, а там, где обнаруживались отклонения от термодинамического равновесия, привлекалась гипотеза об аномально большой интенсивности излучения Солнца в ультрафиолетовой области спектра. Впоследствии достигла заметных успехов и теория образования линий поглощения (см. главу II).

Однако по мере усовершенствования методики наблюдений — введения в практику спектрогелиографов, спектрогелиоскопов, внеатмосферных наблюдений короны и особенно замедленной киносъемки протуберанцев с узкополосным светофильтром, выделяющим линию H α , становилось все более ясным, что движения протуберанцев и ряд явлений на Солнце, характеризующих солнечную активность, нельзя свести к учету только одного излучения. Учет других известных сил химического или гидродинамического происхождения также не дал ожидаемых результатов.

Только электромагнитные силы могут, хотя бы отчасти, объяснить характер траекторий, напоминающих силовые линии электрического или магнитного поля.

Поэтому электродинамика солнечной атмосферы привлекает к себе в последние годы большое внимание и быстро развивается.

В настоящее время создано довольно много теорий, объясняющих многие проявления солнечной активности электромагнитными силами. Однако электродинамика солнечной атмосферы еще окончательно не разработана и большая часть ее выводов носит предварительный характер.

Мы не будем здесь останавливаться на описании этих теорий.

Рассмотрим физические основы электродинамики солнечной атмосферы и некоторые непосредственные приложения.

Известно, что на ион заряда e , движущийся со скоростью $\mathbf{v}$ в электрическом поле с напряженностью $\mathbf{E}$ и магнитном поле с напряженностью $\mathbf{H}$, действует сила

$$\mathbf{f} = e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \right). \quad (18.1)$$

При этом мы ограничимся нерелятивистским случаем, т. е. будем считать, что $v \ll c$ и $E \ll H$ (в единицах абсолютной системы).

Если $\mathbf{E} = 0$, то $\mathbf{f} \perp \mathbf{v}$ и абсолютная величина скорости не изменяется. В постоянном однородном магнитном поле движение иона складывается из равномерного вращения по окружности со скоростью $\mathbf{v}_\perp$ в плоскости, перпендикулярной к $\mathbf{H}$, и равномерного движения вдоль $\mathbf{H}$ со скоростью v_H . Легко подсчитать, что радиус окружности $R = \frac{m_i v_\perp}{eH}$, угловая частота вращения $\omega_i = \frac{eH}{m_i c}$, где m_i — масса иона.

Если $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$, то $\mathbf{v}_\perp$ не изменяется, а v_H растет, как в отсутствии магнитного поля.

Поскольку величина v_H не зависит от наличия магнитного поля и легко может быть вычислена отдельно, мы будем рассматривать в дальнейшем только $\mathbf{v}_\perp$, т. е. предполагать, что $\mathbf{v}$ и $\mathbf{E}$ перпендикулярны к $\mathbf{H}$. Уравнение движения иона в таком случае будет следующим:

$$m_i \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H}. \quad (18.2)$$

Введем систему координат, движущуюся относительно прежней со скоростью

$$\mathbf{U} = \frac{c}{H^2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \quad (18.3)$$

Тогда $\mathbf{v} = \mathbf{U} + \mathbf{W}$, где $\mathbf{W}$ — скорость иона в новой системе координат. Подставляя в (18.2) и используя равенство $\frac{e}{c} \mathbf{U} \times \mathbf{H} = -e\mathbf{E}$, находим, что в новой системе координат на ион не действует электрическое поле (величина $\mathbf{E}$ выпадает), так что ион движется по окружности со скоростью $\mathbf{W}$. Значит, в старой системе координат ион движется по циклоиде и его средняя скорость $\mathbf{U} \perp \mathbf{E}$, следовательно, ион при своем движении в среднем не совершает работы.

Такое движение называется *дрейфом*. Заметим, что в выражение скорости дрейфа (18.3) не входит величина заряда и массы частицы. Поэтому электроны и различные ионы будут двигаться в среднем с одинаковой скоростью ($\mathbf{U}$ электронов и ионов одинаково, $\mathbf{W}$ различно). Если вместо одного иона поместить в те же поля множество ионов и электронов, образующих макроскопически нейтральную плазму, достаточно разреженную, чтобы за время свободного пробега ион успел совершить большое число оборотов, то вся плазма будет двигаться со скоростью $\mathbf{U}$ и тока в ней не возникнет. Если же на плазму вместо напряженности электрического поля действует какая-либо другая сила, например сила тяжести или градиент давления, то

скорости дрейфа электронов и ионов, как легко показать, заменив в (18.2) и в (18.3) величину $e\mathbf{E}$ через силу $\mathbf{f}$, не равны и направлены в разные стороны.

До сих пор мы предполагали, что магнитные и электрические поля однородны. В неоднородных полях движения сложнее; они подробно изучены С. А. Богуславским [28]. Однако в атмосфере Солнца поле можно считать практически однородным. Действительно, радиус окружности, описываемой протоном, движущимся со средней тепловой скоростью $v = 10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$ в поле $H \geq 10^{-2}$ эрстеда,

$$R \leq \frac{3 \cdot 10^{10} \cdot 1,7 \cdot 10^{-24} \cdot 10^6}{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-2}} = 10^4 \text{ см.}$$

Радиус окружности, описываемой электроном, еще меньше.

На расстояниях такого порядка магнитное поле на Солнце не может сколько-нибудь заметно измениться, поэтому поле в пределах данного витка можно считать однородным. Неоднородность поля нужно учитывать только при движениях частиц с большой энергией в очень слабом поле, как, например, в теории полярных сияний.

2. Проводимость солнечной атмосферы в магнитном поле. Рассмотрим теперь движение зарядов в реальной плазме, где частицы взаимодействуют между собой.

При этом будем считать, что в промежутках между столкновениями ион движется свободно в соответствии с (18.2), а в момент столкновения меняет свою скорость, причем все направления скоростей после столкновения равновероятны, так что скорость в этот момент в среднем равна нулю.

Для простоты будем считать сначала, что среднее время свободного пробега данного сорта ионов τ_1 не зависит от скорости.

Кроме того, будем считать, что движения ионов и электронов происходят независимо друг от друга. Все эти условия могут выполняться, например, в очень слабо ионизованном газе, где столкновения электронов и ионов происходят главным образом с нейтральными атомами, имеющими эффективное сечение упругого удара $\sigma_0 \approx 10^{-15} \text{ см}^2$. Столкновения между ионами и электронами редки и не определяют их движения. Рассмотрим движение одного сорта ионов массы m_1 и заряда e_1 . В отсутствии магнитного поля ускорение иона в поле $\mathbf{E}$ равно $\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e_1 \mathbf{E}}{m_1} = \mathbf{F}_1$, средняя скорость в направлении поля равна:

$$\bar{\mathbf{v}}_1 \approx \frac{e_1 \mathbf{E}}{m_1} \tau_1 = \mathbf{F}_1 \tau_1. \quad (18.4)$$

Это дает ток плотности

$$\mathbf{j}_1 = n_1 e_1 \bar{\mathbf{v}}_1 = \frac{n_1 e_1^2 \tau_1}{m_1} \mathbf{E}. \quad (18.5)$$

Плотность тока пропорциональна напряженности поля; коэффициент пропорциональности λ называется *проводимостью*. Так как $m_e \ll m_i$, ионная проводимость значительно меньше электронной и проводимость плазмы без магнитного поля — λ_0 практически равна электронной проводимости:

$$\lambda_0 = \lambda_e = \frac{n_e e^2 \tau_e}{m}; \quad (18.6)$$

τ_e определяется через эффективное сечение σ_0 , концентрацию нейтральных атомов n_0 и среднюю термическую скорость электрона $\bar{v}_e$ следующим образом:

$$\tau_e = \frac{3}{4} \cdot \frac{1}{n_0 \sigma_0 \bar{v}_e}. \quad (18.7)$$

Аналогично определяется τ_i .

Пусть теперь $H \neq 0$. Возьмем прямоугольную систему координат с осью z , направленной по H , и осью y , параллельной E . Решение уравнения (18.2) дает для u и v — составляющих скорости иона v_1 по осям x и y в момент t — следующие функции от времени и от скорости в момент $t = 0$:

$$\left. \begin{aligned} u &= \left(u' - \frac{F_1}{\omega_1}\right) \cos \omega_1 t + v' \sin \omega_1 t + \frac{F_1}{\omega_1}, \\ v &= v' \cos \omega_1 t - \left(u' - \frac{F_1}{\omega_1}\right) \sin \omega_1 t. \end{aligned} \right\} \quad (18.8)$$

Здесь u' и v' — составляющие вектора v'_1 — скорости в момент $t = 0$. Последний член правой части первого уравнения дает скорость дрейфа. Интегрирование уравнений (18.8) позволяет найти зависимость координат иона от времени и от начальных координат x' и y' :

$$\left. \begin{aligned} x &= x' + \frac{1}{\omega_1} \left\{ \left(u' - \frac{F_1}{\omega_1}\right) \sin \omega_1 t + v' (1 - \cos \omega_1 t) + F_1 t \right\}, \\ y &= y' + \frac{1}{\omega_1} \left\{ v' \sin \omega_1 t - \left(u' - \frac{F_1}{\omega_1}\right) (1 - \cos \omega_1 t) \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (18.9)$$

Наша задача — определить среднюю скорость диффузии данного сорта ионов. Будем считать, что плотность ионов ρ_1 и температура T зависят только от y .

Рассмотрим ионы, которые за время от t' до $t' + dt'$ пересекли площадку dS в плоскости $y = 0$ и имеют скорости от v_1 до $v_1 + dv_1$ (рис. 48). В момент t' эти ионы находились в цилиндре с площадью основания dS и высотой $v dt'$. (Если за время от t до t' они не испытали столкновений, скорости их в момент t были от v'_1 до $v'_1 + dv'_1$.)

Состав молекул, которые через время $t' - t$ пересекут dS , будет иной благодаря столкновениям. Число столкновений, которое испытывают ионы данного сорта в 1 см^3 за 1 сек., равно $\frac{n_1}{\tau_1}$. Пусть $\chi_1(v'_1, y) dv'$ будет доля ударов, в результате которых образуются молекулы со скоростями от v'_1 до $v'_1 + dv'_1$, причем скорость задается не только по величине, но и по направлению.

Если газ находится в устойчивом равновесии, то χ_1 определяется функцией Максвелла; в общем случае χ_1 незначительно отличается от нее, если величина скорости дрейфа мала по сравнению со скоростью теплового движения (что выполняется при обычно встречающихся значениях электрических полей). Число столкновений, дающих ионы со скоростями от v'_1 до $v'_1 + dv'_1$, в цилиндре объемом $v dt' dS$ за время от t до $t + dt$ будет:

$$\chi_1(v'_1, y') dv'_1 v dS dt' n_1 \frac{dt}{\tau_1}.$$

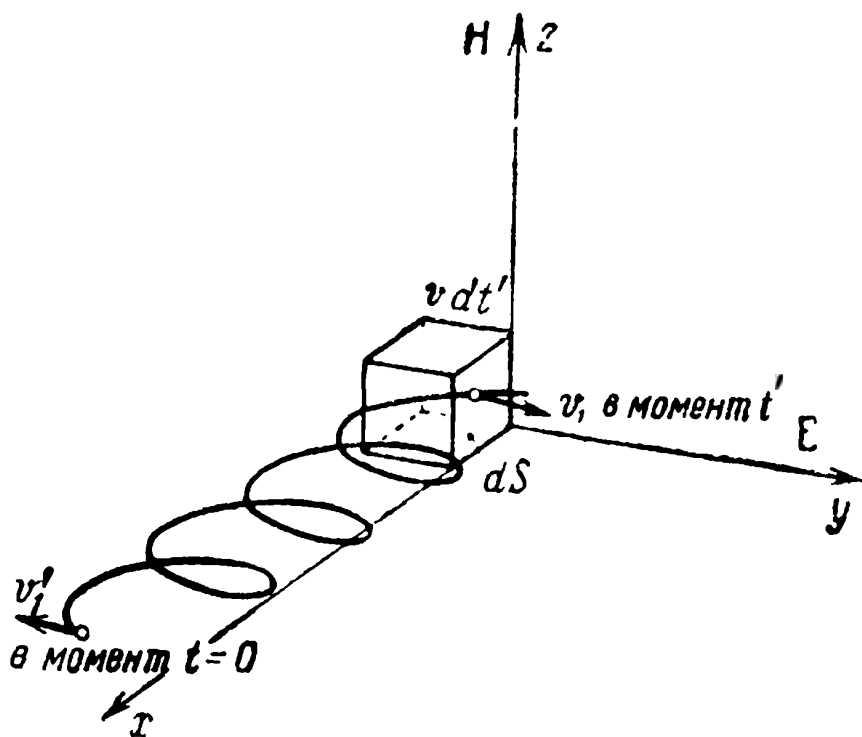


Рис. 48.

Доля $e^{-\frac{t'-t}{\tau_1}}$ этих частиц дойдет до dS без столкновений. Таким образом, число частиц, пересекающих dS в течение dt' со скоростями от v_1 до $v_1 + dv_1$, равно:

$$n_1 v dv'_1 dS dt' \int_{-\infty}^{t'} \chi_1(v'_1, y') e^{-\frac{t'-t}{\tau_1}} \frac{dt}{\tau_1}.$$

Чтобы получить число ионов, пересекающих dS со всеми скоростями v_1 , нужно проинтегрировать полученное выражение по всем v'_1 . Замена переменной интегрирования возможна, так как между v_1 и v'_1 существует взаимно однозначное соответствие, определяемое (18.8). При этом для каждого значения v'_1 цилиндр, в котором происходят столкновения, имеет различное положение и различный объем.

Изменяя порядок интегрирования по двум независимым переменным и заменяя $t' - t$ на t — время, протекшее с момента удара до пересечения dS , находим для числа ионов данного сорта, пересекающих dS за время dt' в одну сторону, выражение

$$dN = dS dt' n_1 \int_0^{\infty} \left\{ \int \chi_1(v'_1, y') v dv'_1 \right\} e^{-\frac{t}{\tau_1}} \frac{dt}{\tau_1}. \quad (18.10)$$

Эту же величину можно выразить в виде $dN = n_1(0) \bar{v}_1 dS dt'$, где $\bar{v}_1$ — средняя скорость диффузии в направлении оси y .

Приравнивая правые части и разлагая $\chi_1(v'_1, y')$ по степеням y' , находим

$$n_1(0) \bar{v}_1 = \int_0^{\infty} \left\{ \int \left[n_1 \chi_1(v'_1, 0) + y' \frac{\partial n_1 \chi_1(v'_1, 0)}{\partial y} \right] v dv'_1 \right\} e^{-\frac{t}{\tau_1}} \frac{dt}{\tau_1} \quad (18.11)$$

с обычным для теории диффузии отбрасыванием высших степеней y' .

С помощью уравнений (18.8) и (18.9) мы можем выразить v и y' через u' , v' , x , y и t . Координаты x и y площадки dS для упрощения записи полагаем равными нулю, членами с F_1^2 пренебрегаем, так как если скорость дрейфа меньше тепловой, то $m_1 F_1$ меньше силы, определяемой уравнением (18.1). Кроме того, мы опускаем нечетные степени u' , v' , так как распределение скоростей сразу после удара мало отличается от равновесного, т. е. почти изотропно, и при интегрировании по всем значениям скоростей эти члены обратятся в нуль.

В результате имеем:

$$n_1(0) \bar{v}_1 = \int_0^{\infty} \left\{ F_1 \int n_1 \chi_1(v'_1, 0) dv'_1 - \frac{\partial}{\partial y} \int n_1 \chi_1(v'_1, 0) [v'^2 \cos \omega_1 t + u'^2 (1 - \cos \omega_1 t)] dv'_1 \right\} \sin \omega_1 t e^{-\frac{t}{\tau_1}} \frac{dt}{\omega_1 \tau_1}. \quad (18.12)$$

Так как интегрирование производится по всем v'_1 , можно написать:

$$\int n_1 \chi_1(v'_1, 0) dv'_1 = n_1.$$

Кроме того, среднее по всем частицам значение u'^2 равно v'^2 в силу изотропности распределения скоростей после удара. Поэтому

$$n_1 \int \chi_1(v'_1, 0) m_1 u'^2 dv'_1 = n_1 \int \chi_1(v'_1, 0) m_1 v'^2 dv'_1 = p_1,$$

где p_1 — парциальное давление данного сорта ионов на плоскость $y = 0$.

Подставляя полученные равенства в (18.12), находим, используя равенство средних значений v'^2 и u'^2 , причем $n_1(0) m_1 = p_1$:

$$\begin{aligned} \bar{v}_1 &= \left(F_1 - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial y} \right) \int_0^\infty \sin \omega_1 t e^{-\frac{t}{\tau_1}} \frac{dt}{\omega_1 \tau_1} = \\ &= \left(F_1 - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial y} \right) \frac{\tau_1}{1 + \omega_1^2 \tau_1^2}. \end{aligned} \quad (18.13)$$

При $H = 0$ ($\omega_1 = 0$) средняя скорость диффузии равнялась бы

$$\bar{v}_1 = \tau_1 \left(F_1 - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial y} \right).$$

Таким образом, наличие магнитного поля уменьшает скорость диффузии в $1 + \omega_1^2 \tau_1^2$ раз.

Кроме прямой диффузии, в направлении F_1 , в магнитном поле появляется перпендикулярная к ней поперечная диффузия в направлении оси x . Методом, подобным предыдущему, получаем:

$$n_1(0) \bar{u}_1 = \int_0^\infty \left\{ \int \left[n_1 \chi_1(v'_1, 0) + y' \frac{\partial n_1 \chi_1(v'_1, 0)}{\partial y} \right] u dv'_1 \right\} e^{-\frac{t}{\tau_1}} \frac{dt}{\tau_1}. \quad (18.14)$$

Заменяя y' и u из (18.8) и (18.9) и делая те же допущения, находим:

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 &= \left(F_1 - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial y} \right) \int_0^\infty (1 - \cos \omega_1 t) e^{-\frac{t}{\tau_1}} \frac{dt}{\omega_1 \tau_1} = \\ &= \left(F_1 - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p_1}{\partial y} \right) \frac{\omega_1 \tau_1^2}{1 + \omega_1^2 \tau_1^2}. \end{aligned} \quad (18.15)$$

Мы видим, что средняя скорость поперечной диффузии в $\omega_1 \tau_1$ раз больше, чем средняя скорость прямой диффузии.

Аналогичные выражения получаются для других сортов ионов или электронов. Плотность тока равна сумме плотностей токов, образованных движением электронов и ионов. Для ионной составляющей плотности тока мы получаем, заменив F_1 его значением, выражение

$$\begin{aligned} j_i = n_i e \bar{v}_i &= \frac{n_i e^2}{m_i} \frac{\tau_i}{1 + \omega_i^2 \tau_i^2} \left(E - \frac{1}{n_i e} \frac{dp_i}{dr} \right) + \\ &+ \frac{n_i e^2}{m_i} \frac{\omega_i \tau_i^2}{1 + \omega_i^2 \tau_i^2} \cdot \frac{1}{H} \left(E - \frac{1}{n_i e} \frac{dp_i}{dr} \right) \times H. \end{aligned} \quad (18.16)$$

Можно ввести прямую и поперечную проводимости для ионов λ_i^I и λ_i^{II} и такие же для электронов. Если $\omega_i \tau_i \gg 1$, полный поперечный ток, как легко подсчитать, равен нулю, а прямая ионная проводимость больше электронной в $\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}$ раз. Без магнитного поля справедливо обратное соотношение. Заметим, что мы провели расчет в системе координат, связанной с центром тяжести газа, так как мы считали распределение скоростей после удара изотропным.

3. Взаимодействие электронов и ионов. В некоторых слоях атмосферы Солнца ионизация бывает значительной, так что нельзя пренебрегать взаимными соударениями ионов и электронов. Чтобы рассмотреть этот случай подробнее, мы должны предварительно изучить механизм взаимодействия ионов и электронов между собой.

Пусть ион массы m_1 и заряда Ze неподвижен, а мимо него со скоростью v и с прицельным расстоянием p (расстояние от неподвижного иона до прямой, по которой двигался бы второй ион, если бы ионы не взаимодействовали) движется другой ион с массой m_2 и зарядом e .

В системе координат, в которой покоится центр тяжести обеих частиц, первый ион («неподвижный») движется со скоростью $-\frac{m_2}{m_1 + m_2} v$, а второй («ударяющий») ион со скоростью $\frac{m_1}{m_1 + m_2} v$. Из механики известно, что

в этой системе координат оба иона будут двигаться по гиперболам, во внешнем (если частицы отталкиваются) или внутреннем (если частицы притягиваются) фокусах которых находится центр тяжести системы этих частиц. Величина скорости каждого иона задолго до и значительно позже соударения одинакова (асимптотическая скорость), но направление скорости в результате взаимодействия изменяется на угол φ (рис. 49).

После удара составляющая скорости ударяемого иона в направлении первоначальной скорости равна:

$$v_1 = -\frac{m_2}{m_1 + m_2} v \cos \varphi, \quad (18.17)$$

и перпендикулярная к ней составляющая

$$v_2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v \sin \varphi. \quad (18.18)$$

В системе координат, первоначально неподвижной относительно ударяемого иона m_1 , те же компоненты скорости будут равны соответственно:

$$\left. \begin{aligned} v'_1 &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} v - \frac{m_2}{m_1 + m_2} v \cos \varphi = \frac{m_2}{m_1 + m_2} v (1 - \cos \varphi), \\ v'_2 &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} v \sin \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (18.19)$$

Решение уравнений движения иона дает для половины угла между асимптотами ψ выражение:

$$\operatorname{tg} \psi = \pm \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{v^2 p}{Ze^2} = \pm \frac{p}{a}, \quad (18.20)$$

где

$$a = \frac{Ze^2}{v^2} \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}, \quad (18.21)$$

угол φ выражается через ψ следующим образом (см. рис. 49):

$$\varphi = \pm (\pi - |2\psi|).$$

Заменяя φ в (18.19), находим:

$$\begin{aligned} v'_1 &= 2 \frac{m_2 v}{m_1 + m_2} \cos^2 \psi = \frac{2m_2 v}{m_1 + m_2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{p^2}{a^2}} = \\ &= \frac{2Z^2 e^4}{v^3} \cdot \frac{m_1 + m_2}{m_1^2 m_2} \cdot \frac{1}{p^2 + a^2}. \end{aligned} \quad (18.22)$$

Если число ионов m_2 в 1 см^3 равно n , и все они движутся со скоростью v , то за 1 сек. около иона m_1 на расстоянии от p до $p + dp$ пройдет

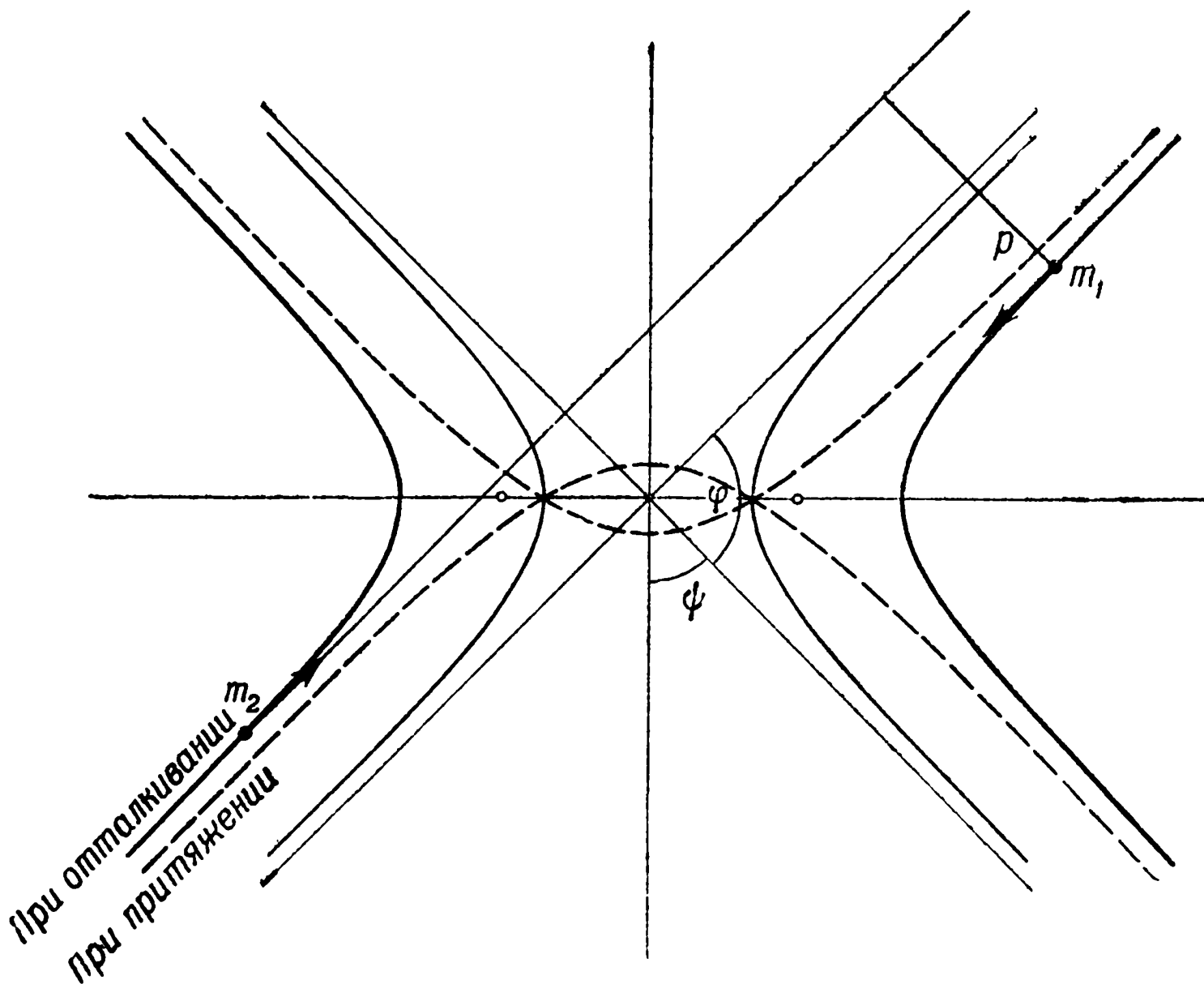


Рис. 49.

$dn = nv \cdot 2\pi p dp$ ионов m_2 . Каждый из них передаст иону m_1 скорость с составляющими v'_1 и v'_2 . Величины v'_2 от различных ионов взаимно уничтожатся, а общее изменение скорости будет равно:

$$dv = n \cdot 2\pi \frac{2Z^2 e^4}{v^2} \cdot \frac{m_1 + m_2}{m_1^2 m_2} \frac{p dp}{p^2 + a^2}. \quad (18.23)$$

Чтобы получить ускорение иона, т. е. полное изменение скорости за 1 сек., нужно проинтегрировать dv по всем возможным значениям p .

Однако при $p \rightarrow \infty$ интеграл расходится. Поэтому мы должны ограничить величину p . Верхний предел значений p обозначим через D . Тогда

действующая на m_1 сила равна:

$$m_1 \frac{dv}{dt} = \frac{2\pi Z^2 e^4}{v^2} \cdot \frac{m_1 + m_2}{m_1 \cdot m_2} \cdot n \ln \left(1 + \frac{D^2}{a^2} \right), \quad (18.24)$$

где, как указывалось:

$$a = Z \frac{e^2 (m_1 + m_2)}{m_1 m_2 v^2}.$$

Рассмотренная нами задача эквивалентна задаче о торможении иона m_1 , движущегося в плазме со скоростью v , значительно большей, чем тепловая скорость ионов плазмы (которые мы считаем неподвижными). Если ион (или электрон) с массой m_1 движется со скоростью, большей, чем скорость электронов, составляющих плазму [m_2 в формулах (18.17)—(18.24) будет массой электрона], то в этом случае торможение будет производиться главным образом электронами, сила торможения которых больше, и силой торможения ионами можно будет пренебречь. Величина D в работах различных авторов принимается различной. Иногда ее полагают равной так называемому

радиусу Дебая $D = \sqrt{\frac{kT}{8\pi n e^2}}$ — расстоянию, на котором поле иона экранируется электростатической поляризацией плазмы. Чаше, однако, D полагают

равным половине среднего расстояния между ионами $\frac{1}{2} n^{-\frac{1}{3}}$, чтобы в сфере взаимодействия одновременно не было больше одной частицы, так как при выводе (18.24) мы считали, что соударения парные.

Теория многих частиц учитывает еще более далекие взаимодействия уже не парные. Все эти различия, однако, очень слабо влияют на значение тормозящей силы, так как величина D входит под знак логарифма. Мы будем

считать $D = \frac{1}{2} n^{-\frac{1}{3}}$. В обычных условиях $D \gg a$ и сила торможения

$$m_1 \frac{dv}{dt} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{v^2} \cdot \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} n \ln \left(\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \cdot \frac{v^2}{2Ze^2 n^{\frac{1}{3}}} \right). \quad (18.25)$$

Если ион движется с тепловой скоростью, сила, тормозящая движение в данном направлении, имеет тот же порядок величины, а энергия иона в среднем не изменяется, так как он не только отдает, но и получает энергию от других ионов. Сила торможения электрона плазмы другими электронами равна:

$$m_e \frac{dv}{dt} \approx \frac{8\pi e^4 n_e}{3kT} \ln \frac{3kT}{4e^2 n_e^{\frac{1}{3}}} = \frac{8\pi e^4 n_e}{9kT} L, \quad (18.26)$$

где $L = 3 \ln \frac{3kT}{4e^2 n_e^{\frac{1}{3}}}$. В различных слоях атмосферы Солнца L меняется от 10

до 20. Отсюда средняя длина свободного пробега

$$l = \frac{v}{\frac{dv}{dr}} = \frac{v^2}{\frac{dv}{dt}} \approx \frac{(kT)^2}{e^4 n_e L}, \quad (18.27)$$

а эффективное поперечное сечение

$$\sigma \approx \frac{1}{ln_e} = \frac{e^4 L}{(kT)^2}. \quad (18.28)$$

Мы видим, что l и σ не зависят от массы иона.

Заметим, что если бы мы рассматривали только сильные взаимодействия, отклоняющие частицу на угол больше 90° , то прицельное расстояние определялось бы условием равенства потенциальной и кинетической энергии

$$\text{частиц } \frac{e^2}{r} = \frac{3}{2} kT, \text{ откуда сечение близкого соударения } \sigma' = \pi r^2 = \frac{4\pi e^4}{9(kT)^2}.$$

Таким образом, учет далеких взаимодействий увеличивает эффективное сечение примерно в L раз.

Рассмотренное нами взаимодействие электронов с электронами и ионов с ионами устанавливает функцию распределения скоростей ионов и электронов отдельно. Однако это взаимодействие не меняет средней скорости электронного или ионного газа в целом, т. е. не влияет на величину полной проводимости плазмы.

Последняя определяется взаимодействием электронов с ионами, т. е. временем пробега электрона, ограниченным торможением ионами, и наоборот. Используя формулу (18.25), можно подсчитать, что l_e , определяемое ионами, равно l . Несколько более сложным способом можно то же доказать для l_i . Тогда среднее время свободного пробега

$$\tau_e = \frac{l_e}{v_e} = \frac{(kT)^2 \sqrt{m_e}}{e^4 n_e L \sqrt{3kT}} = \frac{(kT)^{\frac{3}{2}} m_e^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{3} e^4 n_i L} \quad \text{и} \quad \tau_i = \frac{(kT)^{\frac{3}{2}} m_i^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{3} e^4 n_e L}, \quad (18.29)$$

причем время пробега индивидуальной частицы теперь пропорционально кубу ее скорости. Кроме этого, появляется и другое усложнение — нельзя пренебрегать обменом импульсов между электронами и ионами. Для определения плотности тока мы не можем больше пользоваться элементарной теорией, а должны исходить из кинетического уравнения. Соответствующие расчеты весьма сложны, и мы не будем на них останавливаться, а приведем только окончательный результат.

Скорости диффузии отдельных компонент уравнением не определяются: для этого нужно независимо определить движение газа в целом. Определяется в первом приближении только относительная скорость диффузии под действием сил, перпендикулярных к магнитному полю; она равна:

$$\begin{aligned} \bar{v}_i - \bar{v}_e = & \frac{\tau \left(F_i - \frac{1}{\rho_i} \frac{dp_i}{dr} - F_e + \frac{1}{\rho_e} \frac{dp_e}{dr} \right)}{1 + \omega^2 \tau^2} + \\ & + \frac{\omega \tau^3 H^{-1} \left(F_i - \frac{1}{\rho_i} \frac{dp_i}{dr} - F_e + \frac{1}{\rho_e} \frac{dp_e}{dr} \right) \times H}{1 + \omega^2 \tau^2}, \end{aligned} \quad (18.30)$$

где

$$\tau = \frac{\tau_i \rho_e + \tau_e \rho_i}{\rho_e + \rho_i} \approx \tau_e, \quad \omega = \frac{\omega_i \rho_e + \omega_e \rho_i}{\rho_e + \rho_i} \approx \omega_e = -\frac{eH}{mc}.$$

На первый взгляд выражения (18.13) и (18.15) и выражение (18.30) подобны, однако они имеют важное различие. В первом случае скорость диффузии каждого газа зависит только от сил, действующих на данный газ, и от ω и τ для данного газа, а во втором случае скорость диффузии каждого

газа зависит от сил, действующих на все газы, и от взвешенных средних значений ω и τ .

Для плотности тока во втором случае получим, отбрасывая малые члены:

$$j = \frac{n_e e^2}{m} \left\{ \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \left(E + \frac{1}{en_e} \frac{dp_e}{dr} \right) + \frac{\omega \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \cdot \frac{1}{H} \left(E + \frac{1}{en_e} \frac{dp_e}{dr} \right) \times H \right\} =$$

$$= \lambda^I \left(E + \frac{1}{en_e} \frac{dp_e}{dr} \right) + \lambda^{II} H^{-1} \left(E + \frac{1}{en_e} \frac{dp_e}{dr} \right) \times H, \quad (18.31)$$

где $\lambda^I = \frac{\lambda_0}{1 + \omega^2 \tau^2}$ и $\lambda^{II} = \frac{\lambda_0 \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}$ — прямая и поперечная проводимости.

В случае, если $\omega \tau \gg 1$, что выполняется в хромосфере уже при $H \geq 10^{-2}$, а в короне при $H \geq 10^{-5}$, $\lambda^I \ll \lambda^{II} \ll \lambda_0$.

Остается определить, какой из формул для плотности тока нужно пользоваться в солнечной атмосфере.

При $T = 5000^\circ$ $\sigma \approx 10^{-12}$, тогда как нейтральный атом имеет сечение $\sigma_0 \approx 10^{-15}$. Значит, если число ионов больше одной тысячной числа нейтральных атомов, то нужно пользоваться формулой (18.31). Формулу (18.16) нужно использовать только в солнечных пятнах и, может быть, в тонком слое фотосферы, где ионизация минимальна.

Формула (18.31) широко применяется почти во всех теориях электромагнитных явлений в атмосфере Солнца.

4. Электрические поля на Солнце. Если в плазме имеется градиент давления, он вызовет ток независимо от наличия электрического поля (18.31). Этот ток приводит к образованию объемного заряда, поле которого препятствует дальнейшему разделению зарядов.

Величина поля, при котором ток прекращается, согласно (18.31) равна:

$$E = - \frac{1}{en_e} \text{grad } p_e. \quad (18.32)$$

Это поле, как видно из полученного для него выражения, потенциально, если между p_e и n_e существует однозначная зависимость. Величина образующего его заряда очень мала; легко подсчитать, что число некомпенсированных элементарных зарядов на много порядков меньше, чем число ионов в том же объеме. Падение плотности атмосферы с высотой вызывает в фотосфере поле $E_0 \approx 5 \cdot 10^{-11}$ абс. эл.-ст. ед. $\approx 1,5 \cdot 10^{-8}$ в/см.

Если изотермическая атмосфера из ионизованного водорода находится в гидростатическом равновесии, условие равновесия для электронов и протонов можно отдельно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp_e}{dr} &= n_e m_e g + n_e e E, \\ \frac{dp_i}{dr} &= n_i m_i g - n_i e E, \end{aligned} \right\} \quad (18.33)$$

причем $n_e = n_i$ и $p_e = p_i$, а вектор напряженности направлен вверх.

Из уравнений (18.33) находим:

$$\frac{dp_e}{dr} = \frac{1}{2} m_H n_e g, \quad E = - \frac{1}{e} \cdot \frac{1}{2} m_H g = - \frac{1}{en_e} \frac{dp_e}{dr}. \quad (18.34)$$

Мы видим, что поле действует на протон с силой eE , равной половине его веса, эффективный вес протона, т. е. сила притяжения его к Солнцу, равен теперь «эффективному» весу электрона — eE , и это вызывает одинаковое

распределение протонов и электронов по высоте, необходимое для макроскопической нейтральности атмосферы.

Кроме рассмотренного случая, мы почти не знаем других механизмов, приводящих к образованию объемного заряда в ионизованном газе. Большая проводимость его вызывает диссипацию заряда за время порядка λ^{-1} , т. е. за 10^{-12} сек., поэтому значительные потенциальные поля невозможны. Гораздо большее значение имеют вихревые электрические поля, так как они не приводят к образованию объемных зарядов. Основным источником вихревых полей служат изменяющиеся солнечные пятна. Всякое изменение магнитного потока вызывает появление индукционного поля, определяемого условием

$$\oint_L E_s ds = - \frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (18.35)$$

где E_s — проекция E на контур L , Φ — поток магнитной индукции через поверхность, ограниченную L .

Если пятно с напряженностью поля $H = 10^3$ абс. эл.-маг. ед. и радиусом $r = 5 \cdot 10^8$ см появляется за время $t = 3$ суток, то максимальная напряженность вихревого электрического поля над пятном будет определяться выражением

$$E = \frac{1}{2\pi r} \frac{1}{c} \frac{\pi r^2 H}{t} = \frac{r}{2c} \frac{H}{t} = \frac{5 \cdot 10^8 \cdot 10^3}{2 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 2,4 \cdot 10^5} \approx \\ \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ абс. эл.-ст. ед.} = 10^{-2} \text{ в/см.}$$

Однако это поле относится к неподвижной системе координат. Если же мы хотим рассмотреть действие поля в какой-то среде, нужно считать контур L связанным с той же средой (это не геометрический, а материальный контур), и при расчете поля в системе координат, связанной с плазмой, мы должны учесть также движение среды. Если, например, вещество над растущим пятном сжимается с такой скоростью, что поток через сжимающийся контур не изменяется, то индукционных токов не будет, поле в движущейся среде равно нулю.

Пусть некоторое тело движется в поле H со скоростью v . Если с этим телом связан заряд e , он испытывает при движении силу

$$f = e \frac{1}{c} v \times H = eE', \quad (18.36)$$

где

$$E' = \frac{1}{c} v \times H.$$

Наблюдатель, неподвижный относительно тела, мог бы считать, что в его системе отсчета имеется электрическое поле E' . Это явление — частный случай электромагнитной индукции, весьма важный в электродинамике Солнца. Рассмотрим пример, поясняющий сказанное. Пусть в полях H и E находится крайне разреженная плазма. Как было сказано выше, плазма

придет в движение (дрейф) со скоростью $v = \frac{c}{H^2} E \times H$. Это движение вы-

зовет появление поля $E' = \frac{1}{c} v \times H = -E$. Таким образом, результирующее

поле в движущейся плазме $E + E' = 0$, и никаких токов в ней не возникнет.

Взаимодействие частиц уменьшает скорость дрейфа, однако и в этом случае в формулу для плотности тока нужно подставить не значение E в системе, неподвижной относительно наблюдателя, а значение E в системе

отсчета, связанной с плазмой в целом. Иначе говоря, для определения $\mathbf{j}$, которое не зависит от выбора системы координат, нужно пользоваться величиной $\mathbf{E}$, заданной в совершенно определенной системе отсчета.

Если проводящая среда под действием каких-либо сил движется в магнитном поле, $\mathbf{E}'$, как всякое поле, вызывает появление тока, определяемого (18.31).

Кроме рассмотренных случаев, индукционные поля появляются при различных изменениях магнитного момента биполярной группы: при изменении расстояния между пятнами, при вращении группы вокруг ее центра тяжести и т. п. Последний случай особенно интересен, так как при этом электрическое поле направлено вдоль магнитного, и проводимость велика.

Появление токов вызывает новое электрическое поле — поле самоиндукции $\mathbf{E}''$, имеющее важное значение в условиях высокой проводимости и больших размеров солнечной атмосферы. Это поле возникает в результате изменения магнитного поля токов. Плотность тока определяется совместным действием всех электрических полей $\mathbf{E} + \mathbf{E}' + \mathbf{E}''$.

5. Тепловые и механические действия токов. Токи, возникающие при различных проявлениях электромагнитной индукции, могут производить тепловые и механические действия. Тепло, выделяемое током в 1 см^3 за 1 сек., определяется выражением

$$q = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \lambda E^2 = \frac{1}{\lambda} j^2. \quad (18.37)$$

Количество выделяемого тепла определяется составляющей тока, параллельной $\mathbf{E}$, поэтому в случае анизотропной среды вместо λ нужно использовать λ^I .

Возможно, что причиной высокой температуры короны и верхней хромосферы, а также причиной появления факелов и флоккулов является нагрев этих областей электрическими токами. Не случайно пятна всегда окружены факелами, и температура короны над ними выше. Электрическое поле сообщает кинетическую энергию электронам.

В обычных условиях, при не очень сильных полях, электроны передают эту энергию ионам и кинетические температуры ионов и электронов одинаковы. Однако электрон при каждом упругом ударе не может передать иону больше чем долю $\frac{4m_e}{m_i}$ своей энергии. Можно указать такое значение поля $E = E_0$, при котором дополнительная энергия, приобретаемая электроном на расстоянии длины свободного пробега, равна максимальной доле тепловой энергии, которую он может передать иону. Длина свободного пробега пропорциональна квадрату энергии, поэтому, если $E > E_0$, электрон будет приобретать энергии больше, чем может отдать, его энергия начнет расти, следовательно, будут увеличиваться длина свободного пробега и энергия, которую электрон получает от поля, и т. д. Энергия электронов может быть ограничена теперь только неупругими соударениями или конечными размерами поля. Таким образом, поле может вызвать разряд. Это критическое значение поля, при котором он сможет произойти, равно:

$$E_0 = \frac{2\sqrt{3}}{9} \frac{\pi \beta^2 m_e^{\frac{3}{2}} n_i Z^2}{u_0^2 e m_i^{\frac{1}{2}}}, \quad (18.38)$$

где $\beta = 1,57 \cdot 10^9 \frac{\text{см}^3}{\text{сек}^2}$, u_0 — средняя скорость электрона, находящегося в термодинамическом равновесии с ионами. При температуре $T = 5750^\circ$ $E_0 = 7 \cdot 10^{-5} p_i$. В хромосфере $p_i \approx 1 \frac{\text{дин}}{\text{см}}$, так что при $E \geq 10^{-4}$ может произойти разряд.

Нужно иметь в виду, что устойчивое потенциальное поле, появляющееся, например, из-за градиента концентрации, не может служить причиной выделения тепла, так как оно вызывает лишь некоторое перераспределение плотности электронов, а не их движение. Формула (18.31) показывает, что плотность тока в этом случае будет равна нулю. Кроме вихревых полей ток может быть создан переменным потенциальным полем, но последнее практически неосуществимо в ионизованной атмосфере.

Механическое действие тока следует из (18.2). Общая сила, действующая на газ, равна сумме сил, действующих на ионы и электроны:

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= \mathbf{f}_i + \mathbf{f}_e = n_i e \mathbf{E} + \frac{n_i e}{c} \mathbf{v}_i \times \mathbf{H} - n_e e \mathbf{E} - \frac{n_e e}{c} \mathbf{v}_e \times \mathbf{H} = \\ &= \frac{1}{c} n_e e (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e) \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}, \end{aligned} \quad (18.39)$$

так как $n_i = n_e$, а $\mathbf{j}$ в (18.39) означает полный ток как прямой, так и поперечный. Сила $\mathbf{f}$ приводит плазму в движение, а движение плазмы в свою очередь изменяет ток. Поэтому последний нельзя вычислять просто из проводимости; необходимо совместно решить уравнения проводимости и уравнения движения плазмы под действием сил $\mathbf{f}$, $\text{grad } p$ и других, а также учесть дрейф и самоиндукцию, определяемую уравнениями Максвелла. Если $\text{grad } p = 0$, то плазма придет в движение и ток будет гораздо меньше, чем в неподвижной среде. Для равновесия необходимо, чтобы выполнялось равенство $\text{grad } p = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}$. Градиент давления в свою очередь вызывает ток.

Таким образом, решение задачи определения токов и движения вещества в электромагнитных полях очень сложно. Механическое действие тока на газ является до сих пор единственной причиной, которая могла бы объяснить движения протуберанцев. Электростатическая сила, действующая на заряженные облака, гораздо менее существенна из-за малой величины возможного объемного заряда. Однако теории, удовлетворительно объясняющей движения протуберанцев, до сих пор не создано.

Если проводящая среда движется в магнитном поле со скоростью $\mathbf{v} \perp \mathbf{H}$, в ней возникает ток плотности $\mathbf{j} = \frac{\lambda}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H}$. Фактически ток из-за самоиндукции будет возрастать постепенно, и его величина может быть меньше на несколько порядков в зависимости от конкретных условий. Этот ток действует на 1 см³ среды с силой

$$\mathbf{f} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H} = -\frac{\lambda H^2}{c^2} \mathbf{v}. \quad (18.40)$$

Сила $\mathbf{f}$, как легко видеть, тормозит движения среды за время порядка

$$t \approx \frac{\rho v}{f} = \frac{\rho c^2}{\lambda H^2}, \quad (18.41)$$

или на несколько порядков больше из-за самоиндукции, влияние которой мы оценим позже. На самом деле движение не будет равнозамедленным; появление индуцированных полей, как будет показано дальше, приведет к волновому движению или к еще более сложному. Приведенный пример лишь показывает, что стационарное равномерное движение проводящий среды поперек $\mathbf{H}$ без посторонних сил невозможно.

Вещество как бы связано с магнитным полем, «приклеено к нему». (На движение вдоль $\mathbf{H}$ поле не влияет.)

Поэтому если в легкоподвижной атмосфере Солнца происходит изменение магнитного поля, например его усиление, сгущение силовых линий, то

вещество, двигаясь вместе с силовыми линиями, также будет сгущаться, образуя *конденсации* — более плотные области. Может быть, появление протуберанцев над пятнами связано с этим обстоятельством. Направление же движения протуберанцев и потоков может определяться направлением поля, тормозящего поперечные движения.

Поскольку плазма следует за полем, магнитный поток через любой материальный контур не меняется и электродвижущая сила индукции не возникает.

Для появления индукционного тока необходимо, чтобы какая-либо сила, например градиент давления, остановила движение вещества, препятствовала бы ему следовать за полем. Это может случиться, например, при образовании конденсации над растущим пятном. То же может быть, если движение, перпендикулярное к направлению поля, поддерживается какой-либо силой.

Рассмотрим этот случай подробнее.

Пусть имеется сила плотности $\mathbf{f}'$, поддерживающая движение. При стационарном движении $\mathbf{f}'$ будет уравниваться силой $\mathbf{f} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}$.

Таким образом величина силы $\mathbf{f}'$ определяет плотность тока (при заданном $\mathbf{H}$). Самоиндукция здесь несущественна, так как при стационарных условиях плотность тока постоянна. Скорость же движения вещества относительно поля зависит от проводимости — чем больше проводимость, тем меньшая скорость вызовет нужную плотность тока. В обычных условиях эта скорость невелика.

Рассчитаем, например, скорость падения ионизованного протуберанца в магнитном поле, напряженность которого направлена горизонтально и равна $H = 1$ эрстед, причем $n_e = 10^{10}$. Из (18.40) получаем условие стационарности

$n_e m_H g = \frac{\lambda^1 H^2}{c^2} v$, где $g = 2,7 \cdot 10^4$ — ускорение силы тяжести. Согласно (18.29), полагая $T = 5000^\circ$, находим:

$$\tau = \tau_e = 10^{-6}, \quad \omega = \omega_e = -2 \cdot 10^7 \quad \text{и} \quad |\omega \tau| = 20 \gg 1.$$

В этом случае

$$\lambda^1 = \frac{\lambda_0}{\omega^2 \tau^2} = \frac{n_e e^2 \tau}{m_e} \frac{1}{\tau^2} \cdot \frac{m_e^2 c^2}{e^2 H^2} = \frac{n_e m_e c^2}{\tau H^2}$$

и скорость падения

$$v = \frac{n_e m_H g c^2}{\lambda^1 H^2} = \frac{m_H g \tau}{m_e} \approx 20 \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

Учет дрейфа не изменит порядка величины. Практически это означает, что протуберанец будет просто висеть над поверхностью Солнца. Существование спокойных протуберанцев, возможно, вызывается наличием строго горизонтальных полей. Если же вектор напряженности поля наклонен относительно поверхности Солнца, протуберанец будет двигаться по направлению напряженности поля, как по наклонной плоскости, с соответствующим ускорением.

Кроме рассмотренного, принципиально возможен и другой случай движения вещества относительно поля.

Этот случай имеет место при движении большой массы газа из области с малой напряженностью поля в область с большой напряженностью.

Как мы покажем ниже, поле не может сразу проникнуть в облако газа, проводящего ток; на поверхности облака индуцируются экранирующие токи, магнитное поле которых нейтрализует поле внутри облака. Таким образом, внутренняя часть облака не подвержена тормозящей силе, и в целом время торможения увеличивается.

Взаимодействие экранирующих токов и магнитного поля создает так называемое магнитное давление, равное $\frac{H^2}{8\pi}$. Оценим его тормозящее действие

Пусть имеется облако длиной $l = 1000$ км, плотности $\rho = 10^{-12} \frac{2}{\text{см}^3}$, движущееся со скоростью $v = 30$ км/сек в поле $H = 30$ эрстед. Тогда движение прекратится за время $t \approx \frac{l\rho v \cdot 8\pi}{H^2} = 8$ сек.

Мы видим, что «электромагнитная защита» может играть некоторую роль только в случае очень больших масс и слабых полей.

В целом же можно сделать вывод, что движение ионизованного газа поперек магнитного поля сравнительно быстро прекращается, если нет значительной силы, поддерживающей движение.

6. Учет самоиндукции. В наших расчетах мы принимали, что плотность тока имеет стационарное значение $\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E}$. Между тем известно, что при «включении» поля $\mathbf{E}$ ток не сразу достигает максимального значения; он усиливается постепенно и время его роста пропорционально самоиндукции проводника. Самоиндукция больших по объему масс проводящего вещества велика, плотность тока растет медленно и тормозящая сила также растет медленно, так что время торможения увеличивается. Для получения количественного результата нужно решить совместно систему уравнений Максвелла и гидродинамическое уравнение. Это решение для некоторых частных случаев было проведено Альфвеном [5, стр. 188]. Он исходит из уравнений

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (18.42)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (18.43)$$

$$\mathbf{j} = \lambda \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} \right), \quad (18.44)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \text{grad } p, \quad (18.45)$$

где $\mathbf{E}$ — электрическое поле самоиндукции.

В формулах (18.42)–(18.45) учтено, что в солнечной атмосфере ток смещения значительно меньше тока проводимости и магнитная проницаемость равна единице.

В качестве первого приближения рассмотрим среду постоянной плотности с бесконечно большой проводимостью, причем скорость движения среды в начальный момент перпендикулярна к однородному магнитному полю $\mathbf{H}_0$ и ее величина зависит только от z (ось $z \parallel \mathbf{H}$). Тогда величины всех векторов, входящих в уравнения, зависят только от z и от t . Повернем систему координат так, чтобы было $j_y = 0$. Кроме того, $j_z = 0$, так как индукционные поля в данном случае перпендикулярны к $\mathbf{H}$. Тогда из (18.42) находим:

$$j_x = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad H_x = \text{const} = 0, \quad H_z = H_0. \quad (18.46)$$

К первоначальному магнитному полю $\mathbf{H}_0$ добавляется поле $\mathbf{H}_y$, вызванное индуцированной системой токов.

Подставим эти величины в (18.45). Так как, по предположению, $\text{grad } p$ не имеет составляющей в плоскости xu , мы получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} &= 0, & v_x &= \text{const} = 0, \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} &= \frac{H_0}{4\pi\rho} \frac{\partial H_y}{\partial z}, & v_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (18.47)$$

и далее:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial (H_y^2)}{\partial z}. \quad (18.48)$$

Так как $\lambda = \infty$, а j — конечно, уравнение (18.44) дает

$$\mathbf{E} = - \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H}, \quad E_x = - \frac{1}{c} v_y H_0, \quad E_y = E_z = 0. \quad (18.49)$$

Из уравнения (18.43) находим:

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -c \frac{\partial E_x}{\partial z}. \quad (18.50)$$

Используя (18.49), (18.50) и (18.47), получаем:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} = \frac{H_0^2}{4\pi\rho} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2}. \quad (18.51)$$

Полученное уравнение тождественно с волновым уравнением и, следовательно, описывает волновое движение, распространяющееся вдоль оси z со скоростью

$$V = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (18.52)$$

Состояние движения жидкости передается вдоль $\mathbf{H}_0$ со скоростью, пропорциональной напряженности поля и обратно пропорциональной $\sqrt{\rho}$.

Роль этих магнитно-гидродинамических волн в физике Солнца очень велика—они могут переносить движение и переменное магнитное поле из одних слоев в другие. Если волна синусоидальная, причем амплитуда колебаний величины H_y равна A , а частота — Ω , то для всех других величин уравнения (18.46) — (18.50) дают следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} H_y &= A \sin \Omega \left(t - \frac{z}{v} \right), \\ v_y &= - \frac{A}{\sqrt{4\pi\rho}} \sin \Omega \left(t - \frac{z}{v} \right), \\ j_x &= A \frac{c\Omega}{H} \sqrt{\frac{\rho}{4\pi}} \cos \Omega \left(t - \frac{z}{v} \right), \\ E_x &= A \frac{H_0}{c \sqrt{4\pi\rho}} \sin \Omega \left(t - \frac{z}{v} \right), \\ p &= p_0 - \frac{A^2}{8\pi} \sin^2 \Omega \left(t - \frac{z}{v} \right). \end{aligned} \right\} \quad (18.53)$$

Магнитные силовые линии, прежде бывшие прямыми линиями, превращаются теперь в синусоиды из-за наложения поля $\mathbf{H}_y$. Форма их опреде-

ляется уравнением

$$\frac{dy}{dz} = \frac{H_y}{H_z}, \quad (18.54)$$

решение которого имеет вид

$$x = x_0, \quad y = y_0 + \frac{A}{\Omega \sqrt{4\pi\rho}} \cos \Omega \left(t - \frac{z}{v} \right). \quad (18.55)$$

Скорость движения силовых линий $\frac{dy}{dt}$, как легко видеть, равна v_y .

Понятия механического движения, вообще говоря, неприменимы к полю и к силовым линиям. Мы вводим их как наглядную аналогию, часто позволяющую качественно представить себе характер явления в целом. Результаты, полученные с помощью такого метода, нельзя считать строго обоснованными.

Таким образом, вещество и силовые линии движутся вместе. Этого следовало ожидать из общих свойств проводящей среды, «приклеенной» к силовым линиям. Мы можем с этой точки зрения рассматривать магнитно-гидродинамические волны как волны, бегущие по упругому натянутому шнуру—

силовой линии, масса которой на 1 см длины равна $m = \frac{\rho}{H_0}$, так как число

силовых линий на 1 см² равно H_0 . Натяжение одной силовой линии $S = \frac{H_0}{8\pi}$.

Известно, что скорость волны, бегущей по шнуру, $V = \sqrt{\frac{S}{m}}$. Если под-

ставить значения S и m , то $V = \frac{H_0}{\sqrt{8\pi\rho}}$. Отличие от (18.52) объясняется

тем, что мы не учли бокового давления силовых линий, которое также равно $\frac{H}{8\pi}$ (на одну линию). Однако мы не будем проводить здесь соответствующего расчета.

Теперь можно оценить время торможения массы газа диаметром l , с плотностью ρ , движущейся в поле H_0 со скоростью v . Мы можем приближенно рассматривать это облако как половину волны, движущуюся в одну сторону, как поднимающийся гребень. Тогда длина волны — $2l$, скорость — $v = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho}}$,

следовательно, период $T = \frac{2l}{v}$. Время торможения облака

$$t \approx \frac{1}{4} T = \frac{l}{2v} = \frac{l \sqrt{4\pi\rho}}{2H_0}.$$

Если $l = 1000$ км, $\rho = 10^{-12} \frac{г}{см^3}$, $H_0 = 10$ эрстед, то $t \approx 20$ сек.

Таким образом, учет самоиндукции значительно увеличивает время торможения.

Если проводимость не бесконечно велика, ток j будет тратить энергию на нагрев вещества и волна будет затухать. При не слишком сильном затухании средняя потеря энергии за 1 сек. по формуле (18.37) будет равна:

$$\frac{d\bar{W}}{dt} = - \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{\lambda} j^2 dt = - \frac{A^2 c^2 \Omega^2 \rho}{4\pi H_0^2 \lambda} \frac{1}{T} \int_0^T \cos^2 \Omega \left(t - \frac{z}{v} \right) dt = - \frac{A^2 c^2 \Omega^2 \rho}{8\pi H_0^2 \lambda}. \quad (18.56)$$

Энергия волны W складывается из магнитной энергии $\frac{H_y^2}{8\pi}$ и из кинетической энергии $\frac{1}{2} \rho v^2$. С помощью (18.53) легко подсчитать, что эти части равны, так что полная средняя энергия

$$\bar{W} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{H_y^2}{4\pi} dt = \frac{A^2}{4\pi} \frac{1}{T} \int_0^T \sin^2 \Omega \left(t - \frac{z}{v} \right) dt = \frac{A^2}{8\pi}. \quad (18.57)$$

Введем величину α , определяемую соотношением

$$2\alpha = -\frac{1}{\bar{W}} \frac{d\bar{W}}{dz} = \frac{1}{\bar{W}} \frac{1}{v} \frac{d\bar{W}}{dt}.$$

Тогда $\bar{W} = \bar{W}_0 e^{-2\alpha z}$. Так как W пропорционально H_y^2 , то

$$H_y = A e^{-\alpha z} \sin \Omega \left(t - \frac{z}{v} \right).$$

Логарифмический декремент затухания, как легко подсчитать из определения и из (18.56) и (18.57), равен

$$\alpha = \sqrt{\pi} \frac{c^2}{\lambda} \frac{\Omega^2 \rho^{\frac{3}{2}}}{H_0^3}.$$

Если проводимость анизотропна, то вместо λ нужно использовать λ^I , так как только j^I выделяет тепло.

Затухание волн существенно только для сравнительно быстрых колебаний с периодами порядка минут.

7. Распространение магнитного поля. Магнитно-гидродинамические волны служат одним из механизмов распространения поля в проводящей среде. Если среда не может двигаться, то поле распространяется в виде электромагнитных колебаний, затухающих, но периодических, если проводимость мала, и аperiodических, если проводимость велика.

В последнем случае поле проникает в проводящую среду примерно на $1/6$ длины волны в этой среде. Следовательно, более медленно изменяющееся поле проникнет в проводник глубже. Это и создает так называемую электромагнитную защиту внутренних частей проводника от внешнего магнитного поля, о которой мы говорили выше. Энергия поля превращается при этом в энергию системы экранирующих токов, определяемую магнитным полем этих токов.

Вопрос о распространении переменного магнитного поля очень важен для физики Солнца, так как полюсы этого поля—пятна—локализованы в отдельных точках поверхности Солнца, и от того, дойдет ли поле до короны или до протуберанца и насколько уменьшится его напряженность, зависит весь характер явлений. Измерить же поле непосредственно в протуберанце или в короне трудно, так как напряженность его мала.

П. Е. Колпаков и Я. П. Терлецкий*) указали на важную роль подвижности солнечной атмосферы. Мы видели прежде, что в этом случае вещество «приклеено» к силовым линиям, никаких индукционных токов нет и энергия

*) П. Е. Колпаков и Я. П. Терлецкий, К вопросу распространения электромагнитного поля пятен в атмосфере Солнца. Доклады Академии наук СССР **76**, 185, 1951.

поля не превращается в теплоту; следовательно, поле должно распространяться. Это явление можно истолковать нагляднее как движение вещества под действием градиента магнитного давления вместе с полем.

Вторым важным для Солнца способом распространения поля является перенос его внутри большого облака. Действительно, если внутри облака было магнитное поле, а снаружи поле исчезло, то поверхностные слои облака будут создавать электромагнитную защиту для внешних слоев, препятствуя быстрому распространению поля и уменьшению его напряженности в облаке.

Рассмотрим это явление подробнее. Поскольку поле $\mathbf{H}$ не имеет источников, можно ввести вектор-потенциал магнитного поля $\mathbf{A}$, определяемый условием $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$. Подставляя значение $\mathbf{H}$ в (18.43) и меняя порядок дифференцирования по координатам и по времени, находим:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \varphi, \quad (18.58)$$

где $\mathbf{E}$ — электрическое поле, возникшее при распаде магнитного, φ — скалярный потенциал. Последний член можно опустить, так как в проводящей среде сколько-нибудь значительный объемный заряд не может образоваться.

Таким образом, для плотности индукционного тока находим:

$$\mathbf{j} = \lambda \mathbf{E} = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (18.59)$$

Этот ток создает магнитное поле, определяемое уравнением (18.42). Заменяя в левой части последнего $\mathbf{H}$ через $\text{rot } \mathbf{A}$, а в правой $\mathbf{j}$ через (18.59), получаем:

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \text{grad div } \mathbf{A} - \nabla^2 \mathbf{A} = \frac{4\pi\lambda}{c^2} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (18.60)$$

До сих пор был определен только $\text{rot } \mathbf{A}$, а для $\text{div } \mathbf{A}$ можно принять любое значение. Положим $\text{div } \mathbf{A} = 0$.

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial z^2}$$

по порядку величины не больше, чем $\frac{\mathbf{A}}{R^2}$, где R — радиус облака (если вне облака $H \approx 0$ и $A \approx 0$). Тогда (18.60) позволяет найти скорость уменьшения $\mathbf{A}$:

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \leq -\frac{c^2 \mathbf{A}}{4\pi\lambda R}, \quad (18.61)$$

откуда время распада $\mathbf{A}$ (а следовательно, и $\mathbf{H}$) равно:

$$t \geq \frac{A}{-\frac{\partial A}{\partial t}} = \frac{4\pi\lambda R^2}{c^2}. \quad (18.62)$$

Время роста поля имеет тот же порядок величины. Если проводимость анизотропна, нужно употреблять λ^I , так как согласно правилу Ленца только ток, направленный вдоль $\mathbf{E}$, препятствует изменению магнитного поля. Если $R = R_\odot = 7 \cdot 10^{10}$ см, $\lambda = 10^{16}$ сек⁻¹ (условия внутренних областей Солнца), то $t \approx 10^9$ лет. Фактически это время определяет собой самоиндукцию данного объема, время установления стационарного состояния.

Таким образом, если бы Солнце приобрело свое магнитное поле миллиард лет назад, то оно сохранило бы его до настоящего времени даже без наличия каких либо «поддерживающих» причин. Для облака с $R = 10^9$ см и $\lambda = 10^{13}$ сек $^{-1}$ (условия поверхностных слоев) $t \approx 300$ лет. Таким образом, поле пятна должно существовать без дополнительной затраты энергии сотни лет. Между тем пятна появляются и исчезают за несколько дней. Возможное объяснение этого мы рассмотрим в следующем параграфе.

§ 19. Солнечные пятна и факелы

1. Вводные замечания. Лучистое равновесие солнечных пятен. Среди основных проблем физики солнечных пятен необходимо перечислить следующие:

1. Изучение физического состояния вещества внутри пятен — установление вида теплового равновесия, распределение основных физических параметров в пятне с глубиной (ионизация, возбуждение атомов и т. д.).

2. Уяснение факторов, которые поддерживают в солнечных пятнах более низкую температуру, чем в окружающих слоях фотосферы.

3. Происхождение сильных магнитных полей в пятне и изучение закона их изменения со временем.

4. Общая проблема происхождения пятен и вопросы, связанные с одиннадцатилетним циклом солнечной активности. (Причина самой цикличности, уяснение гелиографических закономерностей в распределении солнечных пятен для различных фаз солнечной активности, магнитные закономерности, связанные с фазой солнечной активности, — периодическая смена полярности в обоих полушариях Солнца и т. д.)

В настоящее время достаточно определенные заключения сделаны лишь в отношении первой проблемы.

Рассмотрим вопрос о физическом состоянии вещества внутри солнечных пятен и в первую очередь вопрос о тепловом режиме внутри них. Спектроскопические наблюдения обнаружили в области пятен закономерные движения газов. В нижних слоях пятна вещество вытекает из него, а в верхних втекает в него (эффект Эвершеда). Наличие таких потоков сразу же наводит на мысль о том, что внутри пятен важную роль могли бы играть процессы переноса тепла движущимся веществом, т. е. процессы *конвективной теплопередачи*. Однако целый ряд фактов говорит о том, что, несмотря на наличие указанных потоков, перенос тепла в пятне, как и в фотосфере, в основном осуществляется излучением. Рассмотрим кратко эти факты.

Так же как для солнечной фотосферы, процессы поглощения излучения в пятне, спектральный класс которого K0, должны определяться в основном отрицательными ионами водорода (см. § 6). Но в этом случае, как указывалось в § 6, мы можем для распределения температуры использовать зависимость T от τ , найденную для серой материи. О том, что коэффициент непрерывного поглощения в пятне слабо

зависит от частоты, говорит и то, что кривая распределения энергии в непрерывном спектре пятна является приближенно планковской.

Следовательно, если фотосфера и пятно находятся в состоянии лучистого равновесия (для фотосферы в этом мы убедились ранее), то для распределения полной интенсивности $I(\vartheta)$ выходящего излучения в зависимости от угла ϑ с нормалью мы можем с вполне достаточной точностью как для фотосферы, так и для пятен использовать формулу (4.32). Но тогда из этой формулы вытекает, что отношение $[I(\vartheta, 0)]_s : [I(\vartheta, 0)]_\odot$, где значок s относится к пятну, не должно зависеть от угла ϑ . Иначе говоря, отношение интенсивности полного («болометрического») излучения пятна к интенсивности полного излучения прилежащей фотосферы должно быть в рассматриваемом случае одним и тем же для всех точек диска Солнца. Произведенные наблюдения и в том числе последние исследования Г. Ф. Ситника *) полностью подтверждают постоянство отношения $[I(\vartheta, 0)]_s : [I(\vartheta, 0)]_\odot$.

Независимость указанного отношения от угла ϑ дает возможность в любой точке солнечного диска определить эффективную температуру пятна $(T_e)_s$. Если $(T_e)_\odot$ — температура фотосферы, то согласно (4.21)

$$\frac{(\pi H)_s}{(\pi H)_\odot} = \left[\frac{(T_e)_s}{(T_e)_\odot} \right]^4. \quad (19.1)$$

Находя из наблюдений не зависящее от ϑ отношение $[I(\vartheta, 0)]_s : [I(\vartheta, 0)]_\odot$, равное в силу этой независимости отношению $(\pi H)_s : (\pi H)_\odot$, и зная $(T_e)_\odot$, мы получаем $(T_e)_s$. Подобные наблюдения (с учетом рассеянного света, дают для левой части (19.1) число порядка 0,4. Это при $(T_e)_\odot = 5710^\circ$ приводит к $(T_e)_s$ около 4500° .

Последнее число имеет характер некоторого среднего, ибо, повидимому (как это следует из наблюдений), бóльшие пятна имеют меньшие $(T_e)_s$. Так, например, измерения дали для исключительно большого пятна, наблюдавшегося в ноябре 1938 г., температуру около 3700° .

Величины $(T_e)_s$, находимые по формуле (19.1), не следует отождествлять, что часто делается, с температурой возбуждения $(T_b)_s$, ибо, как мы видели в § 12, между обеими величинами имеется некоторое различие, природа которого еще неясна.

Вторым путем для разрешения проблемы о теплопередаче является следующий. Предполагая в пятне и в фотосфере наличие лучистого равновесия и учитывая, что в обоих случаях коэффициент поглощения слабо зависит от частоты, мы можем применить формулу (4.40)

*) Г. Ф. С и т н и к, К вопросу о природе солнечных пятен. Труды ГАИШ, т. 11, ч. 2, стр. 5, 1939.

к пятну и к фотосфере. В этом случае будем иметь:

$$\frac{[I(\vartheta, 0)]_s}{[I_\lambda(\vartheta, 0)]_\odot} = \frac{\int_0^\infty \frac{e^{-t \sec \vartheta} \sec \vartheta dt}{hc}}{e^{k\lambda(T_e)_s \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}t\right)^{\frac{1}{4}}} - 1} \cdot \frac{\int_0^\infty \frac{e^{-t \sec \vartheta} \sec \vartheta dt}{hc}}{e^{k\lambda(T_e)_\odot \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}t\right)^{\frac{1}{4}}} - 1}. \quad (19.2)$$

Применим ее к центру солнечного диска, где $\vartheta = 0$. В этом случае

$$\frac{[I_\lambda(0, 0)]_s}{[I(0, 0)]_\odot} = \frac{\int_0^\infty \frac{e^{-t} dt}{hc}}{e^{k\lambda(T_e)_s \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}t\right)^{\frac{1}{4}}} - 1} \cdot \frac{\int_0^\infty \frac{e^{-t} dt}{hc}}{e^{k\lambda(T_e)_\odot \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}t\right)^{\frac{1}{4}}} - 1}. \quad (19.3)$$

Таким образом, формула (19.3) дает для пятна, находящегося в центре Солнца, теоретическое отношение интенсивностей «пятно — прилежащая фотосфера» для различных длин волн. Если пятно находится в состоянии лучистого равновесия, то формула (19.3) может быть проводима в согласие с наблюдаемым отношением $[I_\lambda(0, 0)]_s : [I_\lambda(0, 0)]_\odot$ путем подбора одного параметра — $(T_e)_s$, конечно, при заданном значении $(T_e)_\odot$. Это действительно оказывается возможным сделать при $(T_e)_s \approx 4500^\circ$, причем наблюдаемое отношение интенсивностей вполне удовлетворительно согласуется с теоретическим отношением на интервале длин волн от 3000 до 10 000 Å; немного хуже, возможно из-за влияния полос поглощения водяного пара земной атмосферы, это согласие осуществляется в области от 10 000 до 22 000 Å; здесь необходимы дальнейшие наблюдения.

Наконец, для какой-либо длины волны λ мы можем применить формулу (19.2), чтобы исследовать отношение $[I_\lambda(\vartheta, 0)]_s : [I_\lambda(\vartheta, 0)]_\odot$ в различных точках солнечного диска (как и в случае интегрального излучения). И здесь теория вполне удовлетворительно согласуется с наблюдениями; значения $(T_e)_s$, получаемые таким путем, колеблются

у различных исследователей от 4300° (Ричардсон) до 4750° (Г. Ф. Ситник). Возможно, что это связано с действительными различиями в $(T_e)_s$ — мы уже указывали, что большие пятна имеют, повидимому, меньшие $(T_e)_s$.

На основании указанных фактов можно считать, что солнечные пятна действительно находятся в состоянии лучистого равновесия. В частности, предположение о том, что фотосфера находится в состоянии лучистого равновесия, а пятна в конвективном равновесии, ведет к резкому расхождению между теорией и наблюдениями.

То, что вещество пятна должно находиться в состоянии лучистого равновесия, следует и из оценки потоков энергии, переносимой излучением и конвективными токами. Конвективные токи при наблюдаемых в пятне скоростях (всего до $2\text{—}3$ км/сек) оказываются слишком малыми для того, чтобы стать эффективным фактором переноса тепловой энергии*).

2. Спектр пятна. Температура. Электронное давление. Перейдем теперь к анализу линий поглощения в спектре солнечного пятна. Спектр солнечного пятна в соответствии с его пониженной температурой характеризуется более поздним классом, чем спектр фотосферы. А именно, пятнам приписывается обычно класс K0, в то время как спектр Солнца — dG3. Если считать, что в пятне физические условия подобны существующим в атмосфере звезды класса K0, и учесть, что ускорение силы тяжести в пятне должно быть таким же, как и у Солнца (звезды-карлика), то согласно таблице 11 следовало бы ожидать для него $(T_e)_s = 4910^\circ$. Это немного выше, чем приводившиеся уже числа (4500°). Однако уверенно никакого заключения здесь пока еще сделать нельзя, ибо указанный класс пятна K0 является приближенным. Кроме того, при сравнении следует, строго говоря, брать средний спектр пятна, т. е. спектр, который регистрировал бы удаленный наблюдатель, если бы весь диск Солнца был покрыт пятнами. Если, например, указанный класс K0 соответствует пятну в центре диска Солнца, то средний спектр пятна будет более поздним**) и согласие с $(T_e)_s \approx 4500^\circ$ будет улучшено.

При изучении условий возбуждения и ионизации в пятнах могут быть полностью использованы те методы, которые излагались в главе II. А именно, мы можем использовать или методы элементарной кривой роста (§ 12), или же методы § 13, связанные с более точным построением контуров.

Построение кривой роста для солнечных пятен производится в соответствии с общими методами, изложенными в § 12. Имеющиеся исследования показывают, что получаемая таким путем кривая роста

*) Подробный обзор по всем затрагиваемым вопросам составлен Г. Ф. Ситником [18, стр. 107].

**) Так как излучение центральных частей диска Солнца (звезды) соответствует более нагретым слоям, чем от всего диска в целом.

как будто не отличается заметно по своей форме (в пределах ошибок наблюдений) от кривой роста для невозмущенной фотосферы. Однако для более определенных заключений данных пока еще весьма мало. Различного рода смещения и искажения кривой роста для пятен по сравнению с кривой роста для фотосферы в основном должны быть связаны с тремя факторами: 1) с общим различием в числе поглощающих атомов в пятне и в фотосфере; 2) с различием в температурах между пятном и фотосферой; 3) с расщеплением линий в спектре пятна из-за наличия в нем сильного (до 4000 гаусс) магнитного поля.

При не очень большой разрешающей силе спектрографа отдельные зеемановские компоненты сливаются, что эквивалентно расширению линий. Влияние такого расширения на эквивалентную ширину линий должно быть несущественным для слабых линий и наиболее существенным для средних линий, соответствующих «пологой», переходной части кривой роста.

Рассмотрим эти случаи по порядку. Для слабых линий эквивалентная ширина пропорциональна числу поглощающих атомов и так как при наличии поля это число остается тем же самым, то влияние расщепления сводится лишь к некоторому расширению и размыванию линий, но без всякого изменения W_λ .

Для очень сильных линий магнитное расщепление даже при поле порядка 4000 гаусс значительно меньше, чем протяженность крыльев и вообще ширина линии (скажем, при $r_1 = 0,5$), с учетом и крайних компонент.

Рассмотрим средние линии. Пусть эквивалентная ширина какой-либо линии, расположенной на промежуточной части кривой роста, в отсутствии магнитного поля будет W_λ^0 , а число атомов, ее создающих, будет N . При наложении магнитного поля линия расщепляется на n составляющих. При этом каждая составляющая будет определяться, грубо говоря, поглощающим действием $N_s = \frac{N}{n}$ атомов. Однако для рассматриваемых линий (на переходной части кривой роста) даже большое изменение в количестве поглощающих атомов влечет за собой весьма малое изменение эквивалентной ширины. Поэтому при малых n каждая из указанных составляющих должна иметь практически то же значение W_λ , что и начальная линия в отсутствии магнитного поля, т. е. W_λ^0 . Слияние же всех составляющих даст увеличение W_λ у наблюдаемой линии.

Поляризация атомов приводит к некоторому уменьшению*) указанной результирующей ширины, однако все равно при достаточном числе составляющих и при достаточной силе поля линия будет усилена. Таким образом, эффект Зеемана приводит к поднятию средней

*) Эффект поляризации атомов приводит к тому, что энергия, поглощаемая в каждой из разложенных составляющих, меньше по сравнению с тем случаем, если бы поляризации не было.

части кривой роста. При этом следует иметь в виду, что различные атомы (и даже различные линии, принадлежащие одному и тому же атому) дают различную картину расщепления как в смысле величин расщепления, так и относительных интенсивностей составляющих. Поэтому в целом данная проблема чрезвычайно сложна.

Построенные одновременно кривые роста для пятна и для фотосферы позволяют сделать ряд выводов о физических условиях в пятне. Во-первых, мы можем определить температуру возбуждения в пятне. Вначале (в процессе построения кривой роста) мы определяем предварительное значение $(T_v)_s$, а затем, используя формулу (12.37) и график типа рис. 34, — улучшенное значение $(T_v)_s$.

Другой способ основан на формуле (12.40), в которой вместо значка «зв» введем значок «s»:

$$(\lg X_0)_s - (\lg X_0)_\odot = \lg \frac{(N_r)_s}{(N_r)_\odot} \frac{(u_r)_\odot}{(u_r)_s} - \lg \frac{(v_0)_s}{(v_0)_\odot} - 5040\varepsilon_i \left[\frac{1}{(T_v)_s} - \frac{1}{(T_v)_\odot} \right]. \quad (19.4)$$

Определяя для различных мультиплетов с различными ε_i нижнего уровня разность $\{(\lg X_0)_s - (\lg X_0)_\odot\}$, мы строим зависимость между этой разностью и величинами ε_i , причем обычно эта зависимость в согласии с (19.4) оказывается прямолинейной. Тогда величина

$$\Delta\theta = 5040 \left(\frac{1}{(T_v)_s} - \frac{1}{(T_v)_\odot} \right) \quad (19.5)$$

находится из наклона указанной прямой к оси абсцисс (оси ε_i). Найдя $\Delta\theta$ и приняв определенное значение для $(T_v)_\odot$, мы находим $(T_v)_s$.

Для больших пятен Бруггенкате и Клубер нашли $\Delta\theta = 0,33$. Приняв эту величину, мы при $(T_v)_\odot = 5040^\circ$ получим $(T_v)_s = 3800^\circ$, а при $(T_v)_\odot = 5700^\circ$ получим $(T_v)_s = 4200^\circ$.

Повидимому, $(T_v)_s$, так же как и $(T_e)_s$, колеблется от пятна к пятну, принимая меньшие значения для больших пятен. Поэтому указанное значение $\Delta\theta = 0,33$ является, повидимому, завышенным.

Методы, основанные на теории кривых роста, позволяют также определить электронное давление в пятне. Найдя число атомов какого-либо элемента для двух последовательных стадий ионизации, необходимо воспользоваться формулой ионизации (5.11), приняв, конечно, для T определенное значение, близкое к эффективной температуре пятна. Если это сделать для двух или нескольких элементов, то, помимо величины p_e , можно определить и саму величину T .

Электронное давление p_e для пятна можно получить и не привлекая кривых роста, а путем привязки к фотосфере. Написав формулу ионизации (5.19) дважды (для фотосферы и для пятна), мы получим,

если результат представить в логарифмическом виде:

$$\lg \left(\frac{N_{1,1}}{N_{0,1}} \right)_s = \frac{5}{2} \lg T_s - \frac{5040}{T_s} \chi_0 - \lg (p_e)_s + \lg \frac{g_{1,1}}{g_{0,1}} \frac{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}}}{h^3}, \quad (19.6)$$

$$\lg \left(\frac{N_{1,1}}{N_{0,1}} \right)_\odot = \frac{5}{2} \lg T_\odot - \frac{5040}{T_\odot} \chi_0 - \lg (p_e)_\odot + \lg \frac{g_{1,1}}{g_{0,1}} \frac{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}}}{h^3}, \quad (19.7)$$

причем, конечно, мы считаем, что уравнение (5.19) может быть применено ко всей атмосфере в целом (переход от n к N).

Вычитая одно уравнение из другого, получим:

$$\lg \frac{(p_e)_s}{(p_e)_\odot} = \lg \frac{(N_{1,1})_\odot}{(N_{1,1})_s} + \lg \frac{(N_{0,1})_s}{(N_{0,1})_\odot} + \frac{5}{2} \lg \frac{T_s}{T_\odot} - 5040 \chi_0 \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_\odot} \right), \quad (19.8)$$

причем, строго говоря, температуры, сюда входящие, являются некоторыми средними (по глубине) «ионизационными» температурами, которые как приближение можно отождествить с эффективными температурами.

Определение первых двух слагаемых в правой части (19.8) возможно в том случае, если две последующие фазы ионизации какого-либо элемента представлены в спектре пятна и фотосферы достаточно сильными резонансными линиями, для которых в соответствии с формулой (12.28) W_λ пропорционально $\sqrt{N}$, и, следовательно, для таких линий пользование кривой роста не обязательно *).

Определение $(p_e)_s$ согласно формуле (19.8) по резонансным линиям 4227 Å Ca I и H и K Ca II было выполнено Т. В. Крат **). Для T_s было взято указывавшееся значение 3800° и для $T_\odot$ было взято значение 5040°. Применение указанного закона $W_\lambda \sim \sqrt{N}$ дало на основании измеренных эквивалентных ширин $(p_e)_s : (p_e)_\odot \approx \frac{1}{40}$. Эта оценка $(p_e)_s$ является несомненно заниженной, ибо принятая Т. В. Крат разность $\Delta\theta$ выше средней. Однако, используя другие существующие данные для этой разности, все равно приходим к тому выводу, что $(p_e)_s$ в несколько раз (примерно на порядок) меньше $(p_e)_\odot$.

Сравним указанное различие в p_e между фотосферой и пятном с тем различием, которое следовало бы ожидать при переходе от Солнца к звезде типа dK0. Из таблицы 8 следует, что в атмосфере

*) Следует заметить, что применение указанного закона предполагает одинаковое значение постоянной затухания Γ_{ik} . Эта постоянная определяется в основном затуханием вследствие столкновений и, следовательно, может оказаться различной в пятне и в фотосфере. Поэтому данный метод является приближенным.

**) Т. В. Крат, Температура и давление в солнечных пятнах, Известия ГАО, № 137, стр. 1, 1948.

звезды 70 Змееносца А класса dK0 электронное давление примерно в 20 раз меньше, чем в атмосфере Солнца. По порядку это различие совпадает с оценками Т. В. Крат.

Более того, непосредственное сравнение указанной звезды 70 Змееносца А с солнечным пятном, выполненное ван Дейк *), показало, что в пределах ошибок наблюдений величины p_e для обоих объектов практически одинаковы. Все это свидетельствует о том, что пятно сходно по многим своим свойствам с атмосферой звезды карлика того же класса.

Этот последний вывод интересно подтвердить, исходя и из других соображений. В первую очередь можно было бы провести количественное сравнение эквивалентных ширин в спектре пятна и в спектре фотосферы, пользуясь для перехода к числам атомов кривой роста.

Однако здесь сразу же возникает ряд осложнений. Так, например, число возбужденных атомов магния, производящих известный зеленый триплет $5183,7 \text{ \AA}$, $5172,7 \text{ \AA}$ и $5167,4 \text{ \AA}$, в пятне в два раза больше, чем в фотосфере. Этот результат, как показывают подсчеты, весьма трудно объяснить путем использования одних только обычных формул теплового равновесия. Вместе с тем прирост эквивалентной ширины у указанных линий при переходе от фотосферы к пятну практически таков же, как при переходе от звезд типа dG3 к звездам dK0!

По мнению Т. В. Крат, причину этих неувязок следует искать в том, что в пятне коэффициент непрерывного поглощения должен быть меньше, чем в фотосфере. Это повышает в пятне величину $\eta_v = \sigma_v : \kappa_v$, а тем самым создает и эффект увеличения числа атомов. Факт уменьшения κ_v от фотосферы к пятну установлен Т. В. Крат на основании изучения отклонений интенсивности излучения в непрерывном спектре пятна и фотосферы от интенсивности излучения, соответствующего случаю серой материи **). Неравенство $(\kappa_v)_s : (\kappa_v)_\odot < 1$ следует и из рис. 15, если мы возьмем $T_s = 4200^\circ$, $T_\odot = 5600^\circ$ и подсчитаем отношение $(\kappa_v)_s : (\kappa_v)_\odot$ с указанным значением $(p_e)_\odot : (p_e)_s = 10$. Для $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ отношение $(\kappa_v)_s : (\kappa_v)_\odot$ получается порядка одной трети.

Из всего сказанного следует, что для теоретического истолкования различий в интенсивностях линий между пятном и фотосферой мы должны в будущем пользоваться методами § 13. А именно, найдя распределение различных физических параметров внутри пятна, мы должны построить контуры интересующих нас линий в соответствии с общими положениями § 13. То же самое, конечно, мы должны сделать и для фотосферы. Только в этом случае сравнение теории с наблюдениями будет достаточно обоснованным.

*) S. Van Dijke, A comparative study of the spectra of α Bootis and 70 Ophiuchi A. Astrophysical Journal 104, 27, 1946.

**) Т. В. Крат, Непрерывное поглощение в спектре солнечных пятен. Известия ГАО, № 140, стр. 56, 1947.

Что же касается указанных только что расчетов относительно строения пятна, то для таких расчетов мы можем воспользоваться теорией солнечной фотосферы, изложенной в начале § 17. Для этого надо только принять $T_e \approx 4500^\circ$, оставив то же значение $g = 2,74 \cdot 10^4 \text{ см/сек}^2$.

Вторым чрезвычайно важным методом исследования физических условий в пятне является тщательное сравнение спектра пятна со спектрами звезд близкого класса. Следует установить, можно ли среди спектров звезд (близких, конечно, к классу dK0) подобрать такой спектр, который бы в точности соответствовал спектру пятна.

Подобных работ почти не имеется. Единственное сравнение спектра пятна со спектром карлика 70 Змееносца А класса dK0 (см. выше) показывает, что отношение числа атомов в пятне к числу атомов в указанной звезде больше единицы для всех нейтральных атомов и меньше единицы для всех ионизованных атомов.

3. Возможные причины понижения температуры в пятне. Магнитное поле пятен. Следующий вопрос физики пятен — это вопрос о том, какова природа механизма, понижающего температуру вещества в пятне. Многочисленные попытки объяснить этот факт основывались на том предположении, что в пятне происходит вытекание газов и их адиабатическое расширение, ведущее к охлаждению. Однако впоследствии выяснилось, что эта «адиабатическая теория» встречается с целым рядом очень серьезных трудностей [34, стр. 145—146].

Более новые теории связывают охлаждение вещества в пятнах с наличием в них сильных магнитных полей. К рассмотрению вопросов о магнитном поле в пятнах мы сейчас и перейдем.

Приведем несколько общих характеристик, касающихся магнитного поля солнечных пятен.

Наличие в пятнах сильного магнитного поля является их неотъемлемым свойством. Не наблюдалось ни одного пятна без поля. Напротив, встречаются даже так называемые *невидимые пятна* — участки фотосферы, над которыми наблюдаются слабые магнитные поля. Эти участки часто находятся там, где незадолго до этого было пятно или где оно скоро появится.

Магнитные силовые линии перпендикулярны к поверхности Солнца в центре пятна и образуют с ней угол около 20° у краев полутени. По характеру поля одиночное пятно напоминает однополюсный магнит, типичная группа из двух больших пятен — двухполюсный. Иногда встречаются мультиполярные группы со сложным расположением полюсов.

Биполярную группу можно охарактеризовать ее магнитным моментом $M = \bar{H}SI$, где $\bar{H}$ — средняя напряженность поля в пятне, S — его площадь и I — расстояние между пятнами.

Напряженность поля биполярной группы на таком расстоянии R от нее, что $R \gg l$, равна *):

$$H = -\text{grad} \frac{MR}{R^3} = \frac{3(MR)R}{R^5} - \frac{M}{R^3}, \quad (19.9)$$

т. е. поле убывает приблизительно пропорционально R^{-3} .

Напряженность поля в центре пятен H изменяется вместе с площадью пятна S , причем у больших пятен H достигает 3500 гаусс.

Зависимость H и S от времени дана на рис. 50 для типичных быстро (внизу) и медленно (сверху) меняющихся пятен**).

S дано в миллионных долях полушеры, а H в гауссах. Сначала H пропорционально S , а затем достигает максимума и почти не изменяется. Лишь после того, как площадь пятна заметно уменьшится, начинает уменьшаться и H .

Время роста напряженности поля — обычно 2—3 суток, время постоянной напряженности длится от нескольких дней до нескольких недель и время уменьшения — одну-две недели. Между тем, как мы показали в конце § 18, поле пятна может существовать сотни лет без затраты энергии. На основании этого Коулинг считает, что поле

пятна выносится на поверхность и уносится в глубину движением ионизованного вещества. Пятна являются как бы окнами, через которые поле, долгое время существующее в подфотосферных слоях, выходит наружу.

Магнитное поле оказывает на проводящую атмосферу давление $\frac{H^2}{8\pi}$. В глубоких слоях газовое давление значительно больше магнитного, вследствие чего магнитное давление не приводит к расширению газа.

В фотосферных слоях магнитное давление одного порядка с газовым, и поле может, увлекая газ, выйти на поверхность. Расширение

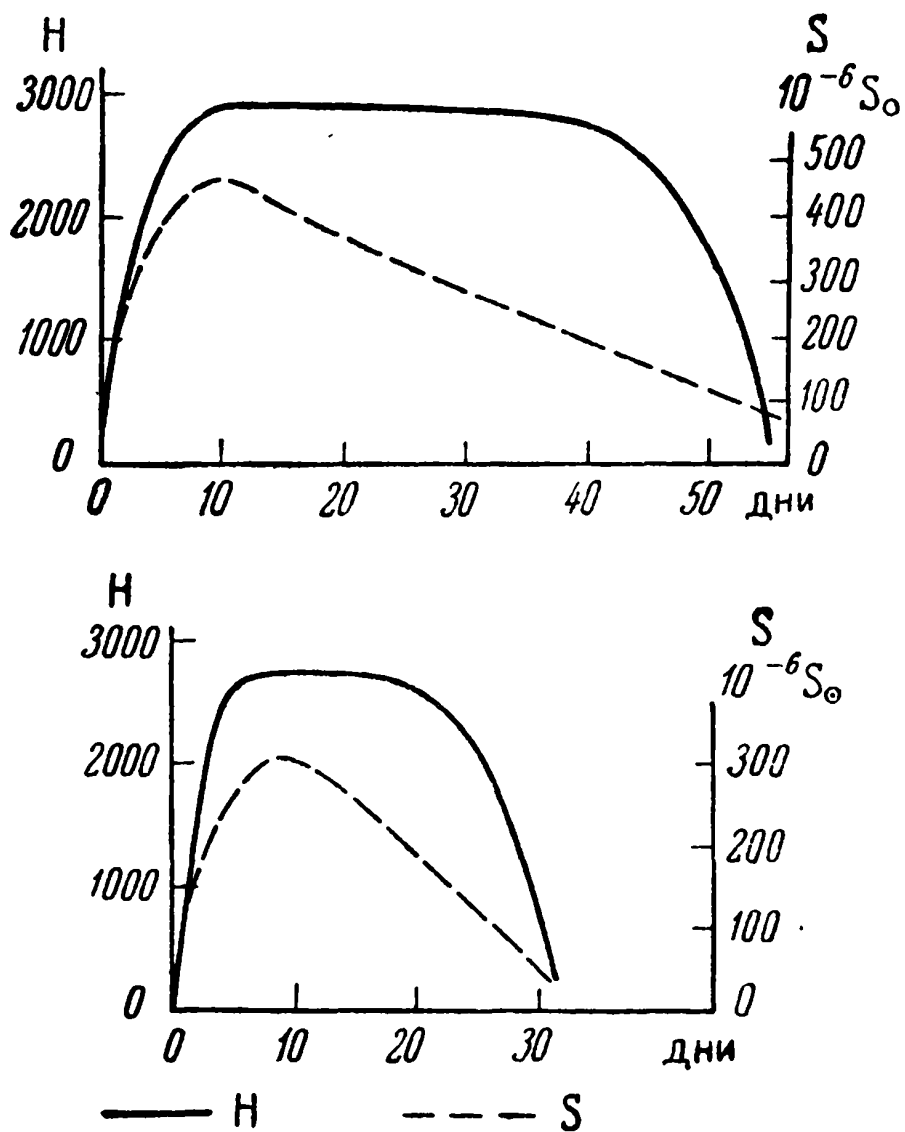


Рис. 50.

*) См. И. Е. Тамм, Основы теории электричества, Гостехиздат, 1946, стр. 269.

**) T. Cowling, The growth and decay of sunspot magnetic field. Monthly Notices 106, 218, 1946.

газа приведет к его охлаждению, причем в случае равновесия общее давление в пятне — газовое плюс магнитное — должно равняться газовому давлению вне пятна на том же уровне. Таким образом, зная H , можно оценить разность давления газа в пятне и в фотосфере. Поскольку $p = nkT$, известное из наблюдений отношение температур позволяет найти отношение плотностей.

Излучение окружающих слоев непрерывно нагревает граничные слои пятна, увеличивая газовое давление. При этом равновесие нарушается и нагреваемые слои несколько расширяются, пока их температура не понизится до прежнего значения. Возможно, что это расширение и есть наблюдаемое движение вещества от пятна.

Таким образом, пониженная температура пятна является, повидимому, необходимым следствием сильного магнитного поля.

Что же касается происхождения поля, то окончательного ответа на этот вопрос еще нет. Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский*) в противоположность Коулингу считают, что поле может создаваться непосредственно в подфотосферных слоях вследствие циркуляции проводящего вещества в магнитном поле под действием гидродинамических сил. Такая циркуляция может вызвать токи, которые и определяют магнитное поле пятна. Весь процесс в целом напоминает процесс возбуждения динамомашины. Однако конкретного механизма самовозбуждения авторы не дают.

Одним из важных вопросов является вопрос, связано ли происхождение магнитного поля H в пятнах с существованием общего магнитного поля Солнца или нет. Этот вопрос был рассмотрен В. В. Степановым**).

Если возникновение пятен как-то связано с общим полем Солнца, то место появления пятен зависит главным образом от магнитной, а не от гелиографической широты. Таким образом, если магнитный полюс Солнца в северном полушарии находится в данный момент ближе к нам, чем гелиографический (эти полюсы не совпадают), то средняя широта возникновения пятен в северном полушарии будет меньше, чем в южном. При противоположном положении полюса эффект будет обратный.

Разность средних широт возникновения пятен в северном и в южном полушарии должна, таким образом, иметь период, равный периоду видимого с Земли обращения магнитной оси Солнца. Статистическая обработка сорокапятилетних наблюдений пятен позволила довольно уверенно определить этот период, оказавшийся равным 27,5993 суток, что несколько отличается от определенного спектроскопическим путем. Однако значение, полученное В. В. Степановым, надежнее, так как

*) Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский, Магнитное поле солнечных пятен. I и II. Журнал экспериментальной и теоретической физики 16, 832 и 840, 1946.

**) В. В. Степанов, О новой закономерности в возникновении солнечных пятен. Астрономический журнал 25, 209, 1948.

основано на длинном ряде наблюдений. Таким образом, можно считать, что появление пятен связано с общим полем Солнца.

4. Солнечные факелы. Распределение температуры в факеле с глубиной. Перейдем теперь к факелам. Последние, как известно, наблюдаются только в более внешних частях солнечного диска, главным образом в зоне с пределами $0,6R_{\odot} < R < R_{\odot}$. Они представляются наблюдателю как более светлые места фотосферы. Факелы имеют сложное волокнистое строение, изменяющееся иногда за несколько часов. Волокна (прожилки) образованы в свою очередь из гранул. Однако грануляция в факелах отличается от грануляции в невозмущенных частях фотосферы. А именно: 1) время жизни фотосферных гранул порядка двух минут, в то время как время жизни гранул в факелах порядка двух часов; 2) контраст гранула — межгранулярное пространство в факелах значительно больше, чем в фотосфере.

Возможно, что средний уровень расположения факелов более высокий, чем у пятен и вообще у фотосферы. Об этом говорит, например, тот факт, что угловая скорость вращения Солнца, определенная по факелам, является большей, чем определенная по пятнам. Известно, что угловая скорость вращения различных слоев Солнца растет с высотой. (Это, повидимому, не распространяется на солнечную корону; см. § 22.)

Весьма важным вопросом физики факелов является измерение контраста факел — прилежащая фотосфера. Отношение

$$F_{\lambda}(\vartheta) = \frac{[I_{\lambda}(\vartheta, 0)]_f}{[I_{\lambda}(\vartheta, 0)]_{\odot}}, \quad (19.10)$$

где значок « f » относится к факелу, измерялось для различных ϑ многими наблюдателями. Так В. А. Амбарцумян и Н. А. Козырев нашли для выбранного ими факела с $R = 0,94R_{\odot}$ величину $F(\vartheta)$, равную 1,14 для $\lambda \approx 3900 \text{ \AA}$ и 1,10 при $\lambda \approx 5000 \text{ \AA}$. Для ряда ϑ величину $F(\vartheta)$ по нескольким факелам для $\lambda = 3900 \text{ \AA}$ и $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ определила Т. В. Крат*). При $\lambda = 3900 \text{ \AA}$ величина $F(\vartheta)$ оказалась для $R = 0,52R_{\odot}$ и $R = 0,90R_{\odot}$ соответственно равной 1,15 и 1,28. Для $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ величина $F(\vartheta)$ для тех же R равна 1,08 и 1,16. Фотоэлектрически величину $F(\vartheta)$ изучали А. И. Лебединский и С. С. Журавлев**).

Следует указать, что все эти исследования относятся по существу не к указанным волокнам факелов, а к некоторому среднему

*) Т. В. Крат, Ионизация и электронное давление в солнечных факелах. *Астрономический журнал* 24, 329, 1947.

**) А. И. Лебединский и С. С. Журавлев, Фотоэлектрическая фотометрия солнечной поверхности. *Астрономический журнал* 18, 312, 1941.

«размазанному» изображению факела. Эта размазанность возникает вследствие колебания изображений и наличия рассеянного света. В результате колебания изображений яркость волокон будет частично «распределяться» и на соседние с волокнами участки. Учет этого эффекта, а также непосредственные (предварительные) оценки позволяют думать, что в действительности величина $F(\vartheta)$ в указанных волокнах может достигать до 1,5—2,5.

Наиболее интересным фактом является то, что отношение полных интенсивностей $[I(\vartheta, 0)]_f : [I(\vartheta, 0)]_\odot$ меняется (в противоположность солнечным пятнам) с расстоянием от центра диска. Это, повидимому, означает, что солнечные факелы не находятся в состоянии лучистого равновесия.

Распределение температуры внутри факела мы можем изучить с помощью метода, изложенного в конце § 7. Для этого нам надо знать закон изменения $[I_\lambda(\vartheta, 0)]_f$ с углом ϑ . Этот закон, в частности, мы можем получить из наблюдаемого отношения (19.10), так как зависимость $[I_\lambda(\vartheta, 0)]_\odot$ от ϑ известна. Зная закон изменения написанной интенсивности с ϑ , мы можем на выражение

$$[I_\lambda(\vartheta, 0)]_f = \int_0^\infty B_\lambda(T_f) e^{-\tau_\lambda \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau_\lambda \quad (19.11)$$

смотреть как на интегральное уравнение, дающее возможность для данной λ определить зависимость $B_\lambda(T_f)$ от τ_λ . Если мы будем считать, что вещество в факеле, так же как и в фотосфере, обладает свойствами «серой материи»*), то тот же метод можно применять и к полному излучению:

$$[I(\vartheta, 0)]_f \approx \int_0^\infty B(T_f) e^{-\sec \vartheta d\tau} \sec \vartheta d\tau. \quad (19.12)$$

Решение уравнений (19.11) и (19.12) можно получить методом численного интегрирования. В случае же возможности представить наблюдаемую интенсивность в виде многочлена, расположенного по степеням $\cos \vartheta$, мы можем воспользоваться методом § 6.

Подобного рода вычисления неизменно показывают, что для больших τ температура факела T_f выше, чем температура фотосферы, а на больших глубинах T_f ниже, чем T фотосферы. [Поэтому нельзя (что часто делается) отождествлять разницу в температуре излучения T_E между факелом и фотосферой с разницей в эффективных температурах.]

Чтобы уяснить найденный результат, следует вспомнить, что вообще на краю солнечного диска мы наблюдаем излучение, выходящее из самых

*) Ввиду небольшого различия между средними температурами факела и фотосферы.

верхних слоев солнечной атмосферы. Поэтому бóльшая яркость факелов на краю диска, чем яркость фотосферы, свидетельствует непосредственно о том, что в своих внешних частях они более нагреты, чем фотосфера. С другой стороны, в центре диска мы их не видим. Это означает, что только что указанный избыток теплового излучения во внешних слоях факелов (по сравнению с фотосферой) как-то должен быть скомпенсирован более низкой температурой факелов в области больших τ .

К сожалению, результаты вышеуказанных подсчетов носят пока чисто качественный характер. Мы указывали в § 7, что нахождение зависимости $T(\tau)$ из закона потемнения сопряжено с неопределенностями, вытекающими из необходимости экстраполировать интенсивность к самому краю солнечного диска. Вместе с тем для факелов эта задача является особо сложной. До недавнего времени считалось, что контраст факел — фотосфера растет вплоть до самого края диска. Напротив, последние исследования М. Вальдмейера *) указывают, что этот контраст максимален для $R_m \approx 0,95 R_\odot$ и в обе стороны от значения R_m спадает. Вместе с тем в обоих случаях распределение $T(\tau)$ получается различным. В первом случае (максимальный контраст на краю диска) перегрев вещества в факеле должен иметь место в основном в его самых внешних слоях с $\tau < 0,02$. Напротив, во втором случае перегрев (т. е. отношение $T_f/T_\odot$) максимален около $\tau \approx 0,6$.

Для решения рассматриваемой проблемы необходимы дополнительные тщательные измерения контраста факел — фотосфера вблизи самого края Солнца. Пока же имеются основания считать, что, повидимому, второй случай ближе к действительности, ибо, как показывает изучение линий поглощения в спектре факелов, атомы, их образующие, находятся при более высокой температуре, чем соответствующие атомы в фотосфере (см. далее). В то же время линии поглощения возникают в среднем (!) как раз вблизи уровня $\tau = 0,3 — 0,6$.

О том, что второй случай ближе к действительности, свидетельствует и изучение флоккулов. Этот вопрос будет рассмотрен в § 21.

В связи с истолкованием наблюдаемого контраста факел — фотосфера остановимся еще на одной важной проблеме, имеющей совершенно общий характер.

Допустим для простоты, что излучение частоты ν , выходящее из Солнца (звезды), возникает в относительно тонком поверхностном слое, где все температуры, характеризующие излучение и состояние вещества слоя, одинаковы, не меняются с глубиной и равны T_0 . В данном случае, как это совершенно очевидно, интенсивность выходящего излучения в данной частоте $I_\nu(0)$ будет равна

*) M. Waldmeier, Die Sichtbarkeitsfunktion der Sonnenfackeln. Zeitschrift für Astrophysik 26, 147, 1949.

$B_\nu(T_0)$. [См., например, формулу (3.38) при $T = T_0 = \text{const.}$] Допустим теперь, что в силу каких-либо причин кинетическая температура рассматриваемых слоев повысилась до некоторого значения $T_* > T_0$. Спрашивается, будет ли теперь интенсивность $I_\nu(0)$ равняться величине $B_\nu(T_*)$ или нет? Мы сейчас покажем, что это не будет иметь места *).

В соответствии с формулами (3.30), (3.13) и (2.27) самое общее выражение для интенсивности выходящего на поверхность излучения имеет вид

$$I_\nu(\vartheta, 0) = \int_0^\infty \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} e^{-t_\nu \sec \vartheta} \sec \vartheta dt_\nu, \quad (19.13)$$

причем здесь предположение о локальном термодинамическом равновесии не использовано. Имея в виду лишь принципиальную сторону рассматриваемой задачи, мы примем, что внутри тех внешних слоев атмосферы, в которых в основном образуется интенсивность $I_\nu(\vartheta, 0)$, отношение j_ν/κ_ν является постоянным. В рамках гипотезы о локальном термодинамическом равновесии это предположение означало бы согласно (3.10) постоянство температуры внутри указанных слоев. Полагая $j_\nu/\kappa_\nu = \text{const}$, мы согласно (19.13) будем иметь для всех ϑ :

$$I_\nu(\vartheta, 0) = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}. \quad (19.14)$$

Учитывая, далее, что коэффициент излучения j_ν в звездных атмосферах определяется в основном рекомбинациями (исключая далекую инфракрасную область спектра), мы можем для него использовать формулу (8.38), причем для Солнца процессами вынужденного излучения можно пренебречь. Пусть, наконец, процессы поглощения (коэффициент κ_ν) и процессы излучения (коэффициент j_ν) определяются в данной частоте одними и теми же атомами. Тогда согласно (5.20) и (5.22) мы можем написать:

$$\rho \kappa_{r,k} = n_{r,k} k'_{r,k}, \quad (19.15)$$

где $n_{r,k}$ — число атомов в r -м состоянии ионизации и k -м состоянии возбуждения в 1 см^3 .

При этом следует подчеркнуть, что как в (8.38), так и в (19.15) учитывается лишь одна из полос рис. 11. Учет всех полос с $\chi_{r,k} < h\nu$ ничего бы принципиально нового в наши результаты не внес.

*) Данный вопрос рассмотрен в работе Э. Р. Мустеля, Об основных физических принципах теории лучевого равновесия звездных атмосфер. Известия Крымской астрофизической обсерватории 2, 123, 1948.

На основании сказанного мы получим для $I_\nu(\vartheta, 0)$ выражение

$$I_\nu(\vartheta, 0) = \left(\frac{n_e n_{r+1}}{n_{r,k}} \right) \frac{g_{r,k} h^4 \nu^3}{u_{r+1} c^2 (2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{h\nu - \chi_{r,k}}{k T_e}}. \quad (19.16)$$

Если в эту формулу ввести формулы теплового равновесия, приведенные в пятом параграфе, положить $T = T_e$ и учесть вынужденное излучение, то получим $I_\nu(\vartheta, 0) = B_\nu(T)$, что представляется совершенно понятным.

Для того чтобы сделать наш главный вывод наиболее ясным, рассмотрим частоту ν , близкую или равную частоте ν_k границы рассматриваемой нами полосы. В этом случае $h\nu \approx \chi_{r,k}$ и, следовательно,

$$I_\nu(\vartheta, 0) \approx \left(\frac{n_e n_{r+1}}{n_{r,k}} \right) \left\{ \frac{g_{r,k} h^4 \nu^3}{u_{r+1} c^2 (2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}} \right\}. \quad (19.17)$$

Первый сомножитель правой части (19.17) зависит от процессов ионизации и возбуждения, второй — только от кинетической температуры и притом в слабой степени. Если процессы ионизации и возбуждения определяются температурой T и, кроме того, $T = T_e$, то, как только что указывалось, $I_\nu(\vartheta, 0) = B_\nu(T)$.

Рассмотрим теперь, что будет происходить при повышении T_e . В § 8 мы видели, что в условиях звездных атмосфер (малые плотности вещества) ионизация определяется в основном не столкновениями, а излучением. Далее, в § 15 мы указали, что то же самое имеет место и для процессов возбуждения. Отсюда следует, что первый сомножитель правой части (19.17) вначале вообще не будет изменяться с ростом T_e . Влияние роста T_e на этот сомножитель делается заметным лишь после того, как множитель α формулы (8.24) сравняется с единицей, а затем и превзойдет ее. Влияние же роста T_e на второй сомножитель формулы (19.17) вообще мало. Тем самым величина $I_\nu(\vartheta, 0)$ при возрастании T_e будет вначале практически постоянной. Затем она (при $\alpha > 1$) начнет расти, но и здесь будет соблюдаться неравенство $I_\nu(\vartheta, 0) < B_\nu(T_e)$ или даже неравенство $I_\nu(\vartheta, 0) \ll B_\nu(T_e)$. Таким образом, в условиях звездных атмосфер по увеличению интенсивности выходящего излучения нельзя непосредственно судить о соответствующем приросте кинетической температуры. Поэтому если, например, температура излучения факела $(T_E)_f$ выше температуры излучения $(T_E)_\odot$ соседних мест фотосферы, то приравнивать разность $\Delta T_E = (T_E)_f - (T_E)_\odot$ соответствующей разности кинетических температур нельзя. В действительности разность $\Delta T_e = (T_e)_f - (T_e)_\odot$ может быть гораздо выше. При этом ясно, что данный вывод носит совершенно принципиальный характер и не связан со сделанными ограничениями в проведенном нами решении рассматриваемой задачи.

Б. Спектр факелов. Обратимся теперь к спектрам факелов. Общее качественное сравнение спектра факела со спектром прилежащей фотосферы показывает, что в первом из них линии ионизованных металлов сильнее, чем во втором. Для линий нейтральных металлов наблюдается обратное. Исключением из этого правила являются H и K линии Ca II, которые слабее в спектре факела, чем в спектре прилежащей фотосферы.

Спектрофотометрических исследований факелов пока еще мало. Это в основном работы Т. В. Крат (Пулково) и О. Н. Митропольской (Крымская астрофизическая обсерватория)*). Изложим кратко результаты обоих исследований. Построение кривой роста для факела, проведенное О. Н. Митропольской по линиям Fe I, показало, что эта кривая по форме, в пределах ошибок наблюдений, не отличается от кривой, построенной для прилежащих областей фотосферы; некоторый относительный сдвиг обеих кривых по оси абсцисс указывает на то, что в факеле меньше поглощающих атомов Fe I, чем в прилежащей фотосфере.

Из обеих указанных работ следует (в согласии с вышеприведенной качественной характеристикой), что действительно в подавляющем своем числе линии нейтральных элементов слабее в факеле, чем в фотосфере, а для линий ионизованных элементов (за исключением H- и K-линий) наблюдается обратное.

Все это соответствует более высокой средней температуре факела по сравнению со средней температурой прилежащей фотосферы.

Выше мы указывали, что определение эффективной температуры факелов (по контрасту факел — фотосфера) затруднено из-за особенностей закона распределения температуры внутри факелов. Поэтому величину $(T_e)_f$ можно попытаться определить следующим образом. Допустим, что для ряда линий поглощения мы определили разницу эквивалентных ширин $\Delta W_\lambda = (W_\lambda)_f - (W_\lambda)_\odot$. Кроме того, допустим, что для этих же линий известна зависимость W_λ от спектрального класса звезды и тем самым (см. таблицу 11) от эффективной температуры звезды T_e . Тогда, предполагая, что физические свойства факела сходны с физическими свойствами атмосферы звезды, эффективная температура которой выше, чем эффективная температура Солнца, а величина g одинакова, мы можем с помощью найденных величин ΔW_λ определить и разность $\Delta T_e = (T_e)_f - (T_e)_\odot$. При этом ΔT_e получается около сотни градусов. Если же учесть «волоконистое» строение факелов, то ΔT_e в «волоконках» оказывается еще большей.

Чрезвычайно важны дальнейшие работы по применению указанного метода, ибо, например, различие в ΔT_e для ней-

*) Т. В. К р а т, Ионизация и электронное давление в солнечных факелах. *Астрономический журнал* 24, 329, 1947; О. Н. М и т р о п о л ь с к а я, Построение кривой роста и исследование физических условий в солнечных факелах. *Известия Крымской астрофизической обсерватории* 8, 93, 1952.

тральных и ионизованных атомов могло бы указывать на отклонение в факелах от условий термодинамического равновесия.

Надежная оценка электронного давления в факелах затрудняется различными аномалиями в поведении ионизованных элементов (особенно Ca II). Имеющиеся данные указывают как будто, что p_e в факелах не должно заметно отличаться от p_e в прилежащей фотосфере.

Вопрос об аномальном поведении в спектрах факелов линий Ca II пока не совсем ясен.

Вполне возможно, что здесь действует тот же фактор, который имеет место для «металлических» звезд (см. § 15). Имеется ряд указаний, что в далекой ультрафиолетовой области спектра факелов существует сильный избыток энергии. Это должно вести (см. § 15) к аномально сильной ионизации атомов Ca II и к уменьшению их числа.

Рассмотрим кратко поведение линий водорода в спектрах факелов. Контур линии H α в спектрах факелов и других образований, наблюдающихся на Солнце, представлен на рис. 51. Сплошной контур является наблюдаемым контуром линии H α в спектре факела. Однако

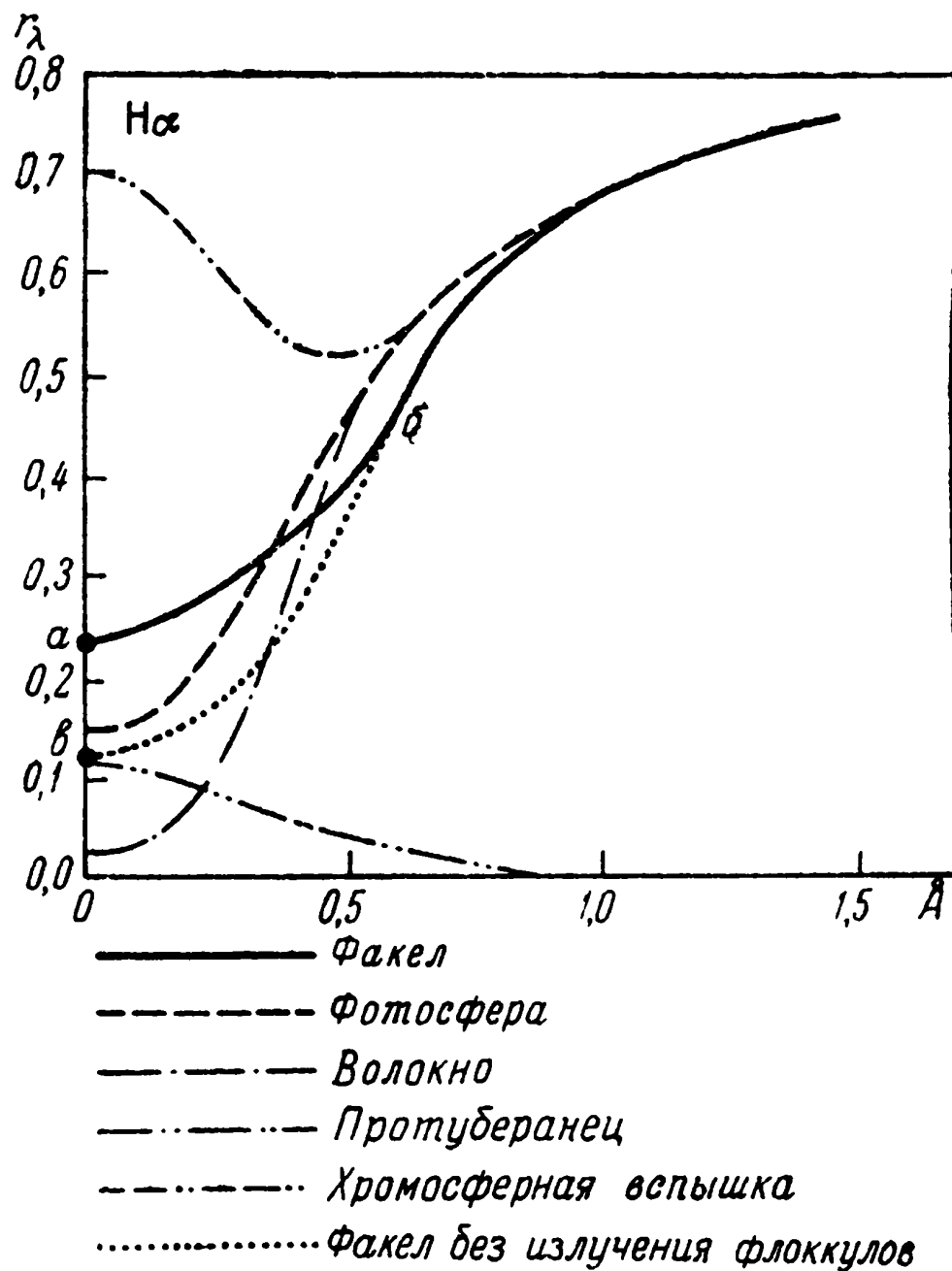


Рис. 51.

на участке ab контур линии H α , принадлежащий собственно факелу, должен идти ниже линии ab , так как над факелами размещаются хромосферные флоккулы, которые вносят свое излучение в H α (см. § 21). Действительный контур линии H α в спектре факела, освобожденный от постороннего излучения *), должен проходить где-то вдоль линии $b\delta$, составленной из точек. Расширение линии H α в спектре факела по сравнению с линией H α в спектре прилежащих мест фотосферы обусловлено, как в настоящее время принято считать, повышенным возбуждением атомов водорода в факелах. Вследствие этого увели-

*) То есть контур линии H α в спектре факела в том случае, если бы никаких хромосферных флоккулов не существовало.

чено число атомов Н на втором квантовом уровне N_2 , а тем самым увеличена и ширина линии. Понижения центральной остаточной интенсивности в факеле по сравнению с фотосферой следует ожидать также из-за повышения числа N_2 в факеле. Кроме того, указанное понижение r_{ν_0} часто наблюдается в линии $H\beta^*)$, где излучение, соответствующее флоккулам, гораздо слабее, чем в случае $H\alpha$, и, следовательно, не искажает заметно контур линии $H\beta$, принадлежащий собственно факелу. В еще большей степени все это относится к высшим членам серии Бальмера.

Если бы линия $H\alpha$ была расширена не вследствие увеличения числа атомов во втором состоянии, а вследствие эффекта давления (возможный рост n_e), то в последнем случае следовало бы ожидать значительного расширения линий $H\beta$, $H\gamma$, ..., где эффект давления значительно больше, чем в случае $H\alpha$. В то же время в факелах расширение указанных линий существенно слабее, чем расширение линии $H\alpha$.

То, что в факелах водородные атомы возбуждены сильнее, чем в прилежащей фотосфере, не противоречит найденному из наблюдений приближительному равенству величин $(T_b)_f$ и $(T_b)_\odot$ для линий металлов. Действительно, в отличие от этих последних атомы водорода, создающие бальмеровскую серию, требуют энергии возбуждения 10,15 эв. Здесь даже небольшое увеличение T_b может привести к заметному увеличению отношения $N_2:N_1$. Кроме того, вполне возможно (об этом мы уже говорили), что в факелах имеются отклонения от термодинамического равновесия, которые, как обычно, растут с ростом потенциала возбуждения.

§ 20. Протуберанцы

1. Классификация протуберанцев. При изучении протуберанцев мы сталкиваемся с совокупностью чрезвычайно сложных и богатых по своему физическому содержанию явлений. Применение киносъемки к изучению солнечных явлений позволило создать предварительную классификацию протуберанцев. На эту классификацию следует смотреть лишь как на выделение различных, отличающихся друг от друга, разновидностей протуберанцев с указанием возможной связи между этими разновидностями.

Признаками, на которых основывается указанная классификация протуберанцев, являются:

1. Внешний вид и строение протуберанцев.
2. Характер движения вещества протуберанцев.
3. Связь протуберанцев с солнечными пятнами.
4. Место возникновения протуберанцев (хромосфера или корона).

*) Это часто видно на спектрограммах в линии $H\beta$. В таких случаях факельная площадка в $H\beta$ оказывается более темной, чем соседние места фотосферы.

Излагать подробно современные классификации протуберанцев мы не будем, а ограничимся самыми краткими замечаниями *).

Спокойные протуберанцы (напоминающие по виду чаще всего стог сена) могут оставаться в течение многих часов практически неизменными.

Одним из наилучших критериев, характеризующих спокойные протуберанцы, является отсутствие у них внешних потоков — *струй*, которые являются одним из главных отличительных свойств активных протуберанцев.

Обычные активные протуберанцы — наиболее часто встречающаяся разновидность протуберанцев на Солнце. Они наблюдаются на всех широтах, что отличает их от активных протуберанцев солнечных пятен (см. далее).

Наиболее характерным свойством обычных активных протуберанцев являются потоки движущегося вещества, которые выходят из внешних частей «ствола» этих протуберанцев и направляются вниз к хромосфере, куда они как бы втягиваются. Место втекания этих потоков, расположенное на некотором расстоянии от «ствола», именуется *центром притяжения*.

Судя по имеющимся пока наблюдениям процесса втекания вещества, центры притяжения являются относительно небольшими площадками в хромосфере, не отмеченными никакими внешними признаками. Центров притяжения для одного протуберанца может быть несколько. Потоки вещества, движущиеся к центрам притяжения, состоят обычно из отдельных струй (лент) и узлов. Длина струй колеблется от немногих тысяч километров до нескольких сот тысяч километров в весьма активных протуберанцах. Широкие и мощные струи могут быстро истощить протуберанец.

Более того, если центр притяжения оказывается чрезвычайно мощным, то все тело активного протуберанца может оторваться от ствола, связывающего его с хромосферой, подняться до некоторой высоты по сильно искривленной траектории, и, затем, двигаясь вниз, войти в центр притяжения (так называемый квазиэруптивный протуберанец). По мере приближения к центру притяжения такой протуберанец сильно ослабляется в яркости. То же самое относится и к активным протуберанцам солнечных пятен.

К активным протуберанцам относятся и так называемые *взаимодействующие протуберанцы*. Здесь вещество в виде струй и узлов перетекает от одного протуберанца к другому. Наблюдаются и такие случаи, когда эти струи и узлы двигаются в обоих направлениях; здесь, следовательно, имеется обмен вещества между обоими протуберанцами.

*) Подробное изложение одной из наиболее полных классификаций, — классификации Петтита см. [5, стр. 98]. Терминологией, принятой в этой классификации, мы и будем пользоваться.

Эруптивными протуберанцами именуются протуберанцы, поднимающиеся относительно быстро до больших высот над поверхностью Солнца, где они и исчезают. Максимальные высоты этих протуберанцев заключены в основном от 100 000 до 500 000 км. На большие высоты эруптивные протуберанцы поднимаются редко. Эруптивные протуберанцы образуются из активных или спокойных протуберанцев. Повидимому, не известно ни одного эруптивного протуберанца, который поднялся бы непосредственно из хромосферы.

На процесс образования эруптивного протуберанца из активного мы можем смотреть как на некоторый взрыв, хотя, конечно, это слово относится к внешней форме явления, но не к его сущности.

В результате взрыва протуберанец, бывший только что перед этим активным протуберанцем, расширяется и, поднимаясь вверх, исчезает на фоне коронального пространства. Во время всего процесса расширения протуберанец посылает вниз потоки светящегося вещества. Эти потоки, сначала довольно многочисленные, направляются к ранее существовавшим центрам притяжения и к вновь образующимся центрам.

Повидимому, эруптивные протуберанцы можно разделить на два подкласса. В первом подклассе мы имеем дело с поднятием вверх относительно изолированной массы газа, из которой и исходят вниз потоки. Во втором — эруптивный протуберанец имеет форму дуги (арки), вершина которой поднимается, в то время как вся дуга расширяется. Здесь потоки вниз направлены вдоль обоих оснований (сторон) дуги.

В заключение следует отметить чрезвычайно важное обстоятельство. Возникновение эруптивного протуберанца (т. е. взрыв активного протуберанца) происходит в областях, где не наблюдается ни фотосферных, ни хромосферных возмущений.

Протуберанцы солнечных пятен делятся на ряд сильно различающихся подклассов. Общим для всех них является то, что они связаны с солнечными пятнами. Протуберанцы этого класса никогда не наблюдаются без сопутствующих им пятен, хотя пятна и могут часто наблюдаться без протуберанцев. Мы сейчас укажем на наиболее типичные протуберанцы солнечных пятен.

Наиболее часто наблюдающейся разновидностью протуберанцев солнечных пятен являются протуберанцы, которые можно было бы назвать *корональными протуберанцами солнечных пятен*. Здесь светящееся вещество, составляющее протуберанцы, возникает в корональном пространстве над пятнами.

А именно, над группой солнечных пятен появляются сходящиеся потоки вещества (струи) или разорванные части потоков и все они движутся к пятнам по прямым и искривленным траекториям. По внешнему виду такой протуберанец напоминает раскрытый веер. Часто в верхних частях указанных потоков наблюдаются узлы сгущения светящегося вещества, которые обычно также образуются в корональной области, и которые, оставаясь на месте, служат как бы «резервуарами» для

стекающих вниз струй. Интересно отметить, что по мере приближения к хромосфере яркость струй увеличивается.

В случае наиболее активных групп солнечных пятен вещество из узлов стекает вниз не в одном направлении, а в двух, в результате чего возникают замкнутые петли. По внешнему виду такие протуберанцы напоминают фонтаны. В редких случаях петли могут возникать и из хромосферы.

Иногда корональные протуберанцы солнечных пятен сопровождаются с одной или с двух сторон активными протуберанцами, подобными рассмотренным выше, с которыми они имеют много общих характеристик. В рассматриваемом случае потоки светящегося вещества вливаются в область расположения пятен.

Весьма интересной разновидностью протуберанцев солнечных пятен являются протуберанцы, которые можно было бы назвать *возвратными*. Здесь вещество со скоростями, иногда большими, чем 500 км/сек, выбрасывается из хромосферы, а затем вновь возвращается практически по той же траектории обратно в хромосферу. Возвратные протуберанцы могут быть или небольшими сгустками, поднимающимися на несколько тысяч километров с последующим возвратом к хромосфере, или принимать вид огромных рукавов светящегося вещества с высотой больше 100 000 км. В последнем случае практически все светящееся вещество протуберанца возвращается назад в хромосферу. Изредка от него отделяются лишь верхние части.

Время существования возвратных протуберанцев относительно коротко — от 10 до 20 минут для маленьких и несколько больше часа для больших. Наиболее интересно то, что выброс возвратных протуберанцев может происходить под любым углом к поверхности Солнца.

Из достаточно активных групп пятен наблюдается также выброс небольших сгустков хромосферного вещества (часто под большим углом к вертикали), которые подобно эруптивным протуберанцам уже не возвращаются назад в хромосферу.

Помимо указанных разновидностей протуберанцев солнечных пятен, имеются еще и другие, которые мы сейчас оставим без рассмотрения.

Протуберанцы типа торнадо походят на вертикально стоящие спирали или на закрученный канат. В данном случае мы, несомненно, имеем дело с вращением протуберанца и вообще с явлениями, носящими вихревой характер. Вращение иногда обнаруживается и у протуберанцев других типов.

В заключение следует кратко остановиться на протуберанцах, образование которых связано с корональной областью. О корональных протуберанцах класса солнечных пятен мы уже говорили. Сходный случай мы имеем в отношении обычных активных протуберанцев. При увеличении числа потоков светящегося вещества, исходящих из такого протуберанца (что указывает на увеличение роли центра притяжения),

из области короны к центру притяжения начинают время от времени двигаться длинные светящиеся струи, имеющие небольшую кривизну и скорость порядка 100—200 км/сек. Они могут появляться на высотах около 150 000 км и обычно движутся на всем пути до центра притяжения с постоянной скоростью. Эти протуберанцы, как показывают наблюдения, могут появляться и входить в хромосферу даже тогда, когда никакого другого протуберанца не наблюдается; это показывает, что центры притяжения могут существовать на поверхности Солнца независимо от протуберанцев.

К весьма интересной разновидности корональных протуберанцев солнечных пятен следует отнести *корональные облака*. Развитие корональных облаков происходит следующим образом. Над группой солнечных пятен внезапно образуются светлые точки. Затем появляются новые точки, после чего все эти точки сливаются в одно облако, как бы висящее в корональной области, из которого вниз к солнечным пятнам начинают двигаться потоки вещества в виде струй.

Заканчивая описание различных классов протуберанцев, следует еще раз подчеркнуть, что существующие классификации не имеют пока еще под собой физических основ. Однако все же какая-то, хотя бы самая предварительная, классификация протуберанцев совершенно необходима, ибо, как мы видели, существует исключительное разнообразие различных типов протуберанцев, и для истолкования физических свойств каждого из таких типов должен быть свой подход, хотя, конечно, некоторые закономерности и могут иметь более общий характер.

Следует отметить, что действительная картина развития протуберанцев является гораздо более сложной, чем это можно заключить на основании одной лишь простой классификации. Иногда даже отнесение протуберанца к тому или иному классу связано с большими трудностями. Наконец, следует учитывать и взаимосвязь между протуберанцами различных классов. Например, эруптивные протуберанцы могут возникать в результате развития активных протуберанцев и т. д.

Рассмотренная классификация основана на наблюдениях протуберанцев на краю солнечного диска. Здесь протуберанцы наблюдаются в излучении. Если же протуберанец расположен между наблюдателем и фотосферой, то он поглощает ее излучение (в тех линиях, для которых оптическая толща протуберанца велика) и проектируется на диск Солнца как некоторое относительно темное образование, именуемое *волоком*. В большинстве случаев волокна имеют небольшую ширину и весьма вытянутый вид. Иногда их длина (оцениваемая в проекции) составляет значительную часть диаметра Солнца.

Подходя вследствие вращения Солнца к краю диска, волокна обычно превращаются для наблюдателя в протуберанцы; однако полного соответствия между геометрическими характеристиками волокон и возникающих из них протуберанцев нет. Повидимому, волокна обра-

зуются в результате поглощения в отдельных частотах фотосферного излучения наиболее плотными и протяженными частями протуберанцев.

По явлениям «превращения» волокна в протуберанец и наоборот установлено, что в большинстве случаев волокна образованы спокойными протуберанцами.

Интересно отметить, что рассматриваемые волокна (а следовательно, и спокойные протуберанцы) избегают областей, занятых солнечными пятнами. Если вблизи от волокна возникает пятно, то волокно быстро исчезает. Вообще же волокна существуют относительно долго — днями и неделями. Имеются основания считать, что нормальным концом жизни волокна является превращение соответствующего спокойного протуберанца в эруптивный, конечно, через переходную стадию активного протуберанца.

Иногда заметное ослабление интенсивности излучения солнечного диска вызывают и протуберанцы класса солнечных пятен. Однако в этом случае темные образования на диске мельче, чем волокна, и имеют другой вид, а именно, вид небольших темных площадок неправильной формы, весьма темных плотных маленьких пятен и т. д. С особенной отчетливостью эти образования наблюдаются над хромосферными вспышками.

2. Движения вещества в протуберанцах. Рассмотрим теперь вопрос о движениях вещества, составляющего протуберанцы. Наибольшее количество сведений об этом получено путем кинематографирования протуберанцев с помощью узкополосных интерференционно-поляризационных фильтров.

У нас в Советском Союзе такое кинематографирование осуществлено впервые А. Б. Северным и А. Б. Гильваргом в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [32].

Изучение полученного материала позволило А. Б. Северному *) выделить три основных типа движений протуберанцев.

К первому типу относятся движения, наблюдаемые при взрыве эруптивного протуберанца.

Ко второму, наиболее многочисленному типу движений А. Б. Северный относит вполне упорядоченные, ускоренные или замедленные движения отдельных узлов, струй, облаков в протуберанце вдоль искривленных траекторий. Эти движения характерны для протуберанцев солнечных пятен, активных протуберанцев, корональных облаков и возвратных протуберанцев.

Наконец, к третьему типу движений следует отнести неупорядоченные движения отдельных узлов, облаков и струй (как бы свилей), а также изменения формы и структуры, которые имеют большое сходство с метаморфозами земных облаков или дыма, стелющегося по шероховатой поверхности. Такие метаморфозы, подчас крайне

*) А. Б. Северный, Основные типы движений в солнечных протуберанцах, Доклады Академии наук СССР 82, 25, 1952.

медленные, длящиеся часами и днями, свойственны спокойным протуберанцам. В данном случае мы, несомненно, имеем дело с проявлением той турбулентности, которой охвачена вся солнечная атмосфера.

Ясно, что такое разделение движения на типы должно явиться исходным для создания будущей достаточно обоснованной классификации протуберанцев.

Рассмотрим теперь другие закономерности, установленные в движениях протуберанцев.

Применение киносъемки позволило выяснить, что движениям вещества в низ к хромосфере следует придать гораздо большее значение, чем это считалось ранее. В качестве примера можно указать на корональные протуберанцы солнечных пятен, на активные протуберанцы и т. д. Среди многочисленных подразделений протуберанцев солнечных пятен лишь немногие возникают в хромосфере (например, возвратные). Остальные зарождаются в корональном пространстве, и оттуда потоки светящегося вещества идут вниз. Вообще в противоположность существовавшим ранее взглядам следует считать, что протуберанцы многих классов образуются в короне.

Внимательное рассмотрение кинофильмов о движении протуберанцев показывает, что в весьма большом числе случаев (особенно в корональных протуберанцах солнечных пятен, активных и взаимодействующих протуберанцах) движение узлов и струй светящегося вещества происходит в течение долгого времени как бы вдоль каких-то совершенно определенных искривленных траекторий. В связи с этим возникает представление о поле каких-то сил в области расположения протуберанца.

Изучение эруптивных протуберанцев показало, что при движении протуберанца наружу от Солнца его скорость возрастает. При этом изменение скорости происходит скачками. Между моментами внезапного увеличения скорости она является постоянной. (В действительности, конечно, скорость изменяется не мгновенно, а в течение весьма короткого промежутка времени.) Промежутки времени между указанными «скачками» скорости измеряются иногда минутами, иногда часами. Интересно, что внезапное изменение скорости происходит в течение одной минуты во всем протуберанце или в нескольких его частях.

А. Б. Северный *) обнаружил, что вблизи моментов внезапного изменения скорости яркость узлов в протуберанцах возрастает и в момент резкой перемены скоростей достигает максимума, хотя, конечно, эти вспышки яркости происходят на фоне общего убывания средней яркости протуберанца при его подъеме.

На рис. 52 мы приводим график, взятый из его работы. Он иллюстрирует указанные выше закономерности в отношении изменения скоростей и яркостей узлов в эруптивных протуберанцах.

*) А. Б. Северный, Исследование колебаний в свечении солнечных протуберанцев, Доклады Академии наук СССР 73, 475, 1950.

С рассмотренным только что фактом должно быть связано и то обстоятельство, что непосредственно перед взлетом эруптивный протуберанец становится ярче.

Наблюдениями установлено, что атомы различных элементов в протуберанцах движутся практически с одной и той же общей скоростью. Иначе говоря, разделения элементов в протуберанцах не происходит.

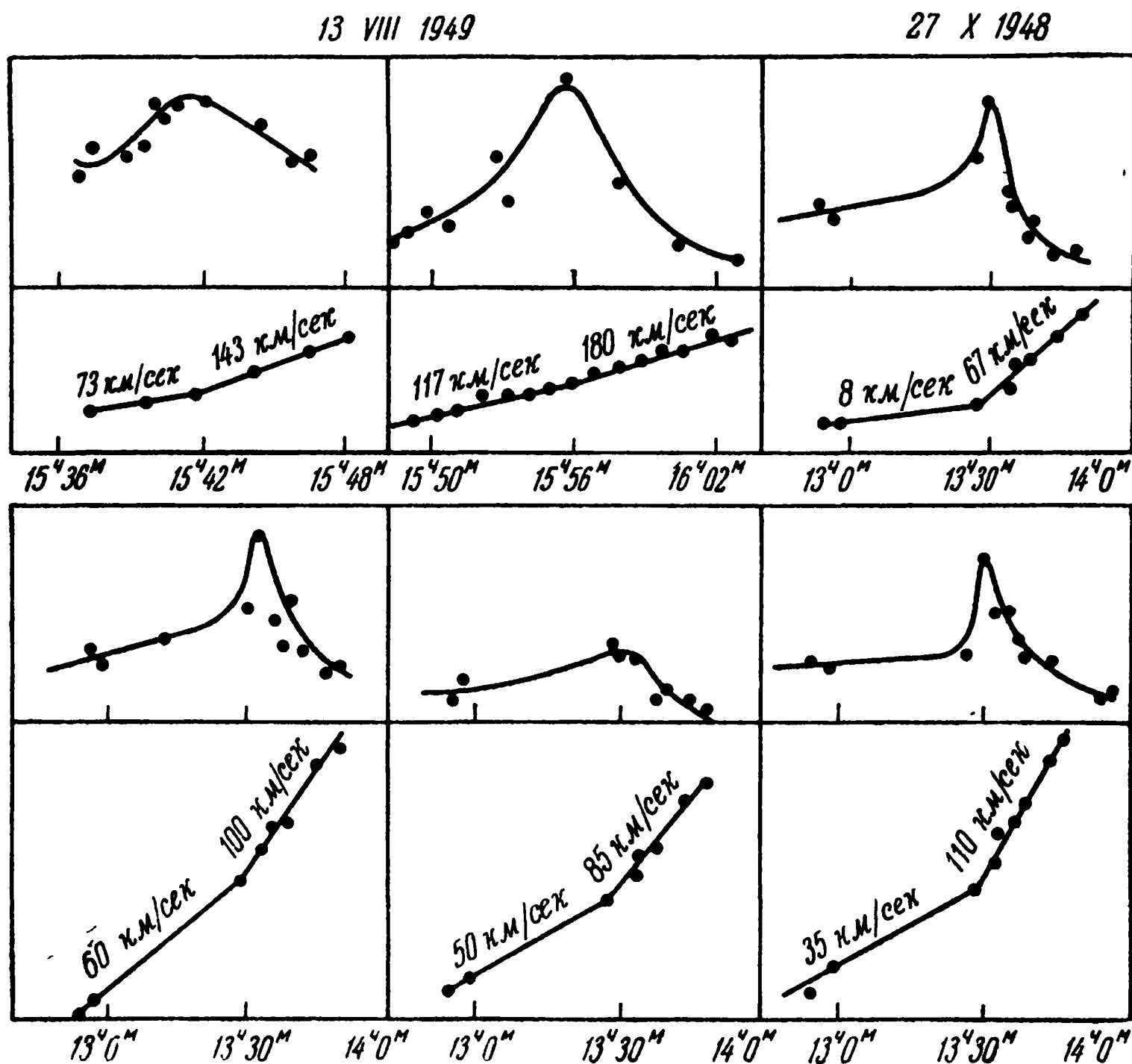


Рис. 52.

Без сомнения это является результатом наличия в протуберанцах достаточных сил внутреннего сопротивления движению. Если, например, атомам кальция сообщается ускорение, большее, чем атомам других элементов, то атомы Ca должны будут как бы «продираться» через массу остальных атомов, т. е. последние будут оказывать сопротивление движущимся атомам Ca. Совершенно очевидно, что это сопротивление будет тем больше, чем больше плотность среды. Поскольку различные атомы в протуберанцах движутся с одинаковыми скоростями, мы можем утверждать, что плотность протуберанцев достаточно велика для того, чтобы воспрепятствовать разделению элементов. Это следует

и из теретических подсчетов (см. например, подсчеты Мак-Кри в [2, стр. 432—436]).

3. Спектры протуберанцев. Ознакомившись с общими свойствами протуберанцев, перейдем к рассмотрению и истолкованию их спектров. В первую очередь следует отметить, что спектр протуберанца, проектирующегося на небо, является спектром излучения. Он состоит из ярких линий, слабого рекомбинационного континуума за пределом серии Бальмера и еще более слабого континуума, возникающего вследствие рассеяния солнечного излучения свободными электронами, содержащимися в протуберанцах. Эти характерные свойства спектров протуберанцев связаны с тем, что оптическая толща протуберанцев в частотах непрерывного спектра значительно меньше единицы (что следует из наблюдений).

Уясним сказанное в отношении ярколинейчатого спектра протуберанцев, для чего рассмотрим случай, когда оптическая толща протуберанца в частотах линий также меньше единицы. В этом случае (поскольку во всех частотах $\tau_\nu < 1$) интенсивность излучения, выходящего из протуберанца, будет во всех частотах пропорциональна коэффициенту излучения j_ν .

В то же время в тех частотах, где велик коэффициент поглощения, велик и коэффициент излучения [см., например, формулы (3.10) и (9.5)]. И так как в частотах линий коэффициент поглощения больше, чем в соседних частях непрерывного спектра, то в частотах линий будет больше и коэффициент излучения. Поэтому, проектируясь на фон неба, протуберанцы действительно должны давать ярколинейчатый спектр. При этом ясно, что данный вывод совершенно не зависит от сделанного нами упрощающего предположения о прозрачности протуберанца в частотах линий поглощения.

Если же протуберанец проектируется на солнечный диск, в соответствующем месте диска линии поглощения солнечного спектра должны быть ослаблены дополнительным поглощением света в протуберанце. Это и наблюдается в некоторых линиях спектра волокон — в тех сильных линиях, где оптическая толща протуберанца сравнима с единицей или больше единицы.

Ярколинейчатый спектр спокойных протуберанцев, наблюдаемый вне затмения, включает в основном первые члены бальмеровской серии водорода, линии H и K Ca II, линию D₃ нейтрального гелия ($\lambda = 5876 \text{ \AA}$) и еще несколько более слабых линий. Спектр протуберанцев, получаемый в моменты полного солнечного затмения, когда влияние света дневного неба понижается до минимума, гораздо богаче и включает много десятков линий излучения. Больше всего здесь линий водорода и ионизованных металлов. Линий нейтральных металлов значительно меньше, чем ионизованных металлов, причем главным образом это те линии, которые относятся к разряду достаточно сильных линий обычного солнечного спектра поглощения.

Кроме указанных линий, в спектре спокойных протуберанцев содержится несколько линий нейтрального гелия (включая и D_8), а также линия ионизованного гелия $4686 \text{ \AA}$.

Спектр эруптивных протуберанцев, судя по имеющемуся материалу, практически не отличается от спектра спокойных протуберанцев (по относительным интенсивностям различных линий).

Протуберанцы, связанные с пятнами, часто именуются «металлическими». Это название возникло по той причине, что их спектр, изучаемый вне затмения, содержит наряду с линиями H, Ca, He много ярких линий металлов — линий, принадлежащих Sr, Mg, Na, Ti, Fe и др. Иногда эти линии бывают столь ярки, что в них можно видеть изображение протуберанца и при раскрытой щели спектрогелиоскопа или протуберанц-спектроскопа. В ряде случаев у протуберанцев рассматриваемого класса наблюдался и достаточно интенсивный непрерывный спектр.

Однако между спектром спокойного протуберанца и спектром протуберанца солнечных пятен, повидимому, нет существенной принципиальной разницы. Сравнение спектров (полученных во время затмения) показывает, что первый из них состоит главным образом из линий, которые в часто используемой шкале оценок интенсивностей хромосферных линий имеют интенсивность больше 30, в то время как в «металлических» протуберанцах появляются и более слабые линии с интенсивностью ≥ 15 . Таким образом, спектральные линии спокойных и «металлических» протуберанцев солнечных пятен отличаются друг от друга в основном только своими интенсивностями.

Это различие может быть связано или с различием в степени ионизации и возбуждения, или с различием в числе излучающих атомов (но не с различием в химическом составе). Следует ожидать, что число излучающих атомов в протуберанцах солнечных пятен больше, чем соответствующее число в спокойных протуберанцах.

Целый ряд характерных свойств спектров протуберанцев, а именно, наличие в этих спектрах линий He I, He II, преобладание линий ионизованных металлов по сравнению с линиями нейтральных металлов и т. д. — все это соответствует более высокому состоянию возбуждения и ионизации атомов, чем в условиях фотосферы и «обрабатывающего слоя» Солнца. Например, Унзольд указывает, что спектр эруптивных протуберанцев обнаруживает в излучении точно такие же свойства, как обычный спектр поглощения звезды класса сА. Однако более определенные заключения можно сделать на основании количественного анализа спектров протуберанцев. Этим мы сейчас и займемся.

4. Самопоглощение в протуберанцах. Выделим в протуберанце столбик, ориентированный вдоль луча зрения и имеющий единичную площадь основания (рис. 53). Длина s этого столбика, расположенного на высоте h над фотосферой, будет равна толщине протуберанца в данном направлении,

Нас сейчас будет интересовать полная энергия, излучаемая указанным столбиком внутри всей линии с переходами $i \rightarrow k$. Пусть I_{ik} будет этой полной энергией, излучаемой за 1 сек. столбиком в направлении к наблюдателю и рассчитанной на единичный телесный угол. Очевидно, что величина I_{ik} будет вместе с тем полной интенсивностью излучения в данной линии и в данном направлении.

Пусть число излучающих атомов в указанном столбике будет N_k . Примем, что оптическая толща протуберанца в рассматриваемом направлении внутри всей линии значительно меньше единицы. Иначе говоря, мы примем, что самопоглощением внутри протуберанца (в данном направлении) можно пренебречь. Тогда для I_{ik} будем иметь:

$$I_{ik} = \frac{N_k A_{ki}}{4\pi} h\nu_{ik}, \quad (20.1)$$

ибо для не очень малых $h\nu_{ik}$ процессами вынужденного излучения в условиях Солнца мы можем пренебречь.

Если теперь мы тем или иным способом определили из наблюдений*) величину I_{ik} , то из (20.1) можно определить и величину N_k .

Однако в ряде весьма важных случаев необходимо учитывать самопоглощение. Рассмотрим кратко этот вопрос.

Заменив в уравнении (2.26) величину χ , на σ , и обозначив через $d\tau_v = \sigma_v \rho ds$ элемент оптической толщи вдоль направления ss' , мы получим:

$$\frac{dI_v}{d\tau_v} = -I_v + \frac{j_v}{\sigma_v}. \quad (20.2)$$

Решение этого уравнения, проведенное как при получении (3.36) и (3.37), дает:

$$I_v = \int_0^{\tau_v(s)} \frac{j_v}{\sigma_v} e^{-\tau_v} d\tau_v, \quad (20.3)$$

где $\tau_v(s)$ — оптическая толща всего столбика ss' . Отсчет оптических толщ может производиться как от точки s , так и от точки s' . Проинтегрировав (20.3) по всем частотам линии излучения, мы получим,

*) Обычно наблюдатели относят энергию, излучаемую протуберанцами, к энергии, излучаемой центром или краем солнечного диска.

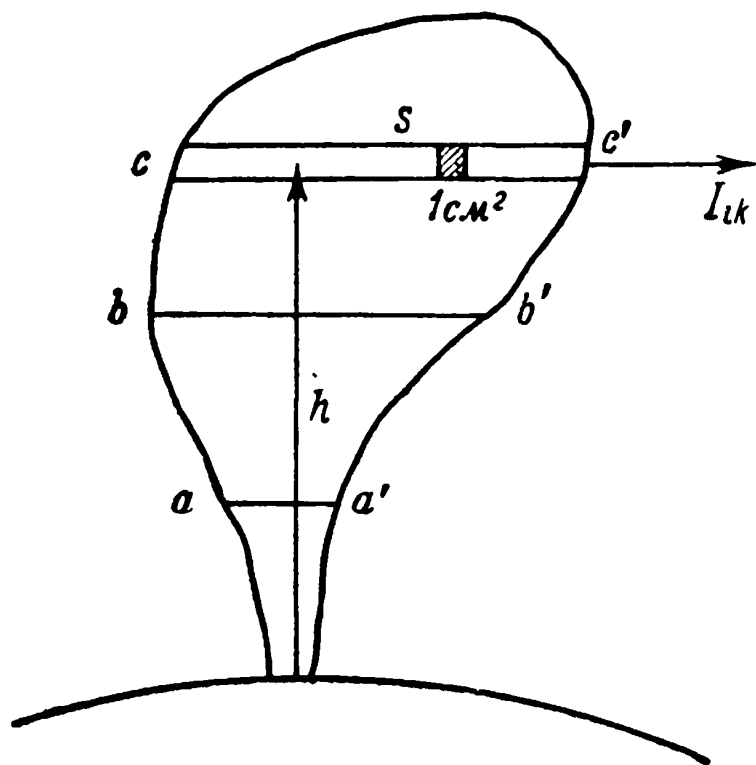


Рис. 53.

очевидно, I_{ik} :

$$I_{ik} = \int I_{\nu} d\nu = \int \left\{ \int_0^{\tau_{\nu}(s)} \frac{j_{\nu}}{\sigma_{\nu}} e^{-\tau_{\nu}} d\tau_{\nu} \right\} d\nu. \quad (20.4)$$

При отсутствии самопоглощения [$\tau_{\nu}(s) \ll 1$] выражение (20.4) принимает вид

$$I_{ik} = \int \left\{ \int_0^s j_{\nu} \rho ds \right\} d\nu. \quad (20.5)$$

Вычисление интеграла правой части (20.4) представляет в общем случае большие трудности. Поэтому мы задачу несколько упростим. Допуская, что физические условия внутри протуберанца зависят только от высоты h над фотосферой, мы можем величины j_{ν} и σ_{ν} считать вдоль пути интегрирования (столбика cc') постоянными.

Следовательно, мы можем в (20.4) вынести $\frac{j_{\nu}}{\sigma_{\nu}}$ за знак внутреннего интеграла. Кроме того, вместо $\tau_{\nu}(s)$ мы можем на основании (5.20) и (5.22) и постоянства σ_{ν} написать:

$$\tau_{\nu}(s) = \int_0^s \sigma_{\nu} \rho ds = m \int_0^s \sigma_{\nu} n_i dh = s_{\nu} N_i, \quad (20.6)$$

где s_{ν} — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом, а N_i — число поглощающих атомов в столбике cc' . Таким образом, мы будем вместо (20.4) иметь:

$$I_{ik} = \int \frac{j_{\nu}}{\sigma_{\nu}} (1 - e^{-s_{\nu} N_i}) d\nu. \quad (20.7)$$

Введем теперь обозначение

$$P_{\nu} = \frac{j_{\nu}}{\sigma_{\nu}}. \quad (20.8)$$

Выяснение того, какими процессами определяется величина P_{ν} , представляет наибольшую трудность в проблеме самопоглощения. Если бы в протуберанце существовало локальное термодинамическое равновесие (чего в действительности не имеется), то согласно (3.10) мы имели бы $P_{\nu} \equiv B_{\nu}$. Если, далее, протуберанцы просто рассеивают падающее на них снизу солнечное излучение, то здесь согласно (9.5) будет $P_{\nu} = J_{\nu}$. Наконец, если излучение в протуберанцах есть результат процессов флуоресценции или возбуждения атомов электронным ударом, то P_{ν} будет иметь совершенно другие значения. Однако во всех этих случаях величина P_{ν} должна меняться с частотой внутри линии относительно мало (значительно меньше, чем меняется с частотой

выражение, стоящее в круглых скобках под интегралом). Поэтому (20.7) мы можем переписать так:

$$I_{ik} = \bar{P}_\nu \int (1 - e^{-s_\nu N_i}) d\nu, \quad (20.9)$$

где $\bar{P}_\nu$ — среднее значение P_ν .

Что же касается величины s_ν , то соответствующие исследования показывают, что даже в центре сильных линий оптическая толща протуберанцев не превышает десяти (или в крайнем случае нескольких десятков). Это же (см. рис. 25) означает, что в области затухания (где s_ν на несколько порядков меньше, чем s_{ν_0}) оптическая толща $s_\nu N_i \ll 1$. Следовательно, мы можем принять для s_ν чисто доплеровский коэффициент, даваемый формулой (11.34), причем $\Delta\nu_D$ определяется как тепловыми, так и турбулентными движениями.

Если в любом направлении (т. е. aa' , bb' , cc' и т. д.) величина $\bar{P}_\nu$ одна и та же, то величина I_{ik} будет функцией только N_i , т. е. мы будем иметь некоторую кривую роста, но уже для линий излучения. Если, кроме того, функция $\bar{P}_\nu$ постоянна для всех протуберанцев данного класса, то в принципе такую кривую роста можно построить по многим протуберанцам.

Допуская на момент справедливость указанной гипотезы о постоянстве $\bar{P}_\nu$, мы можем наличие самопоглощения устанавливать следующим образом. Выберем две линии: одну, для которой самопоглощение наверняка отсутствует, скажем линию $D_3 \text{ He I}$, и другую, для которой мы можем ожидать наличия заметного самопоглощения, скажем линию $\text{H}\alpha$. Измеряя для обеих этих линий величины I_{ik} в различных точках протуберанца (или даже в различных протуберанцах), мы строим график, по оси абсцисс которого откладывается $(\lg I_{ik})_{\text{H}\alpha}$, а по оси ординат $(\lg I_{ik})_{D_3}$. Теперь если условия возбуждения и ионизации внутри всего протуберанца (или протуберанцев) одинаковы и самопоглощение отсутствует, то между $(I_{ik})_{\text{H}\alpha}$ и $(I_{ik})_{D_3}$, как это следует из (20.1), должна существовать пропорциональность. Наличие же самопоглощения, совершенно очевидно, понижает $(I_{ik})_{\text{H}\alpha}$ там, где велика сама эта величина. Действительно, чем больше I_{ik} , тем больше N_k , а следовательно (при $\bar{P}_\nu = \text{const}$), и N_i , т. е. тем больше самопоглощение. В результате получается график типа рис. 54. Величина Δ является мерой самопоглощения.

В результате таких исследований выяснилось, что линии H и K Ca II имеют обычно сильное самопоглощение, линия $\text{H}\alpha$ — умеренное, а линия $D_3 \text{ He}$, так же как и все более слабые линии, практически лишена самопоглощения.

Описанный метод имеет тот недостаток (проявляющийся в разбросе точек на кривых типа рис. 54), что при его применении постулируется существование универсальной кривой роста, т. е. постули-

руется постоянство $\bar{P}_\nu$. С другой стороны, совершенно очевидно, что даже, помимо всех других факторов, сам переход от оптически тонкого слоя к оптически толстому слою влечет изменение величины $\bar{P}_\nu$! Особенно отчетливо это проявляется в том случае, когда величина I_{ik} определяется процессами рассеяния солнечного излучения. Ясно, что при $\tau_{\nu_0} > 1$ величина J_ν в наружных и внутренних частях протуберанца будет различной. Подобное положение будет иметь место и для других механизмов возбуждения атомов.

Для линий Н и К согласно В. П. Вязаницыну *) рассмотренную трудность можно частично устранить следующим образом.

Так как линии Н и К начинаются с общего уровня и расположены в одной и той же части спектра, то условия возбуждения для них должны быть практически одинаковыми, так что можно положить $(\bar{P}_\nu)_H \approx (\bar{P}_\nu)_K$. Тем самым влияние самопоглощения на

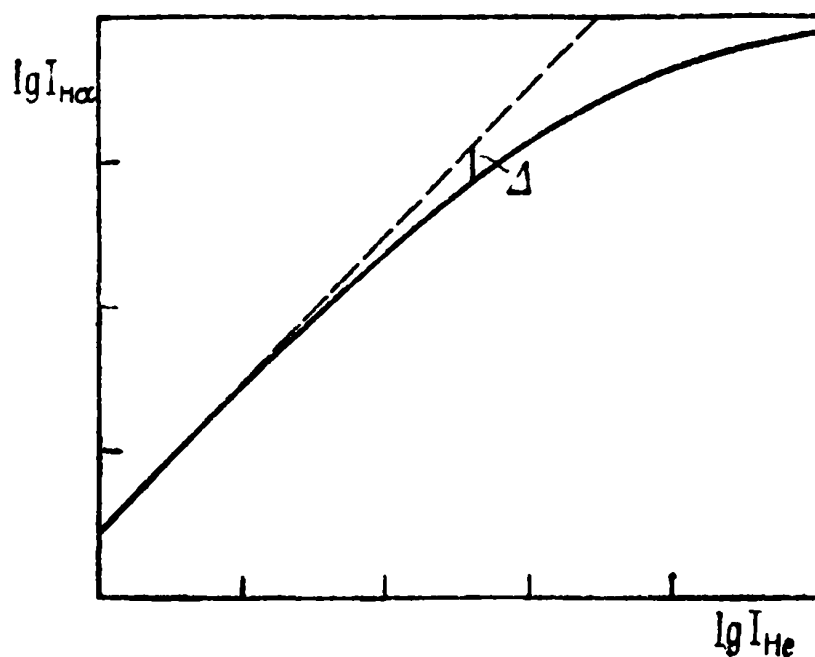


Рис. 54.

отношение $(I_{ik})_H : (I_{ik})_K$ должно определяться только величиной N_i . Вследствие того, что сила осциллятора у линии К в два раза больше, чем у линии Н, самопоглощение для линии К будет сильнее, чем для линии Н, и этот эффект будет усиливаться с ростом N_i , т. е. с ростом общей яркости протуберанца в линиях Н и К. С помощью (20.9), предполагая, как сказано выше, что $(\bar{P}_\nu)_H = (\bar{P}_\nu)_K$, можно получить теоретическую связь между N_i и отношением $(I_{ik})_H : (I_{ik})_K$. Величину ν_0 , входящую в выражение для коэффициента поглощения, можно определить по полуширинам линий Н и К. С помощью этого метода (с некоторыми видоизменениями) В. П. Вязаницын получил на основании большого материала среднее значение $N_i = N_1 = 2,4 \cdot 10^{13}$ атомов Са II для всех изученных им протуберанцев. Если принять среднюю толщину спокойных протуберанцев равной примерно 10 000 км, то в 1 см³ протуберанца должно содержаться около $2,4 \cdot 10^4$ атомов Са II. По этому же материалу получилось, что самопоглощение понижает яркость линии Н Са II в среднем в три раза.

В другой своей работе В. П. Вязаницын **) изучил редкий случай частичного экранирования одного протуберанца другим. Здесь

*) В. П. Вязаницын, Спектрофотометрическое исследование солнечных протуберанцев, Известия ГАО, № 136, 1, 1947.

**) В. П. Вязаницын, Самопоглощение протуберанцев в Са⁺ линиях Н и К, Известия ГАО, № 139, 31, 1947.

ближайший к наблюдателю протуберанец был представлен как линией излучения, так и линией поглощения.

5. Возбуждение атомов в протуберанцах. Основной задачей в теории самопоглощения является установление вида функции P_ν , т. е. выяснение условий возбуждения и ионизации в протуберанцах. Однако совершенно очевидно, что эта задача является вообще одной из основных во всей теории протуберанцев. Действительно, даже там, где самопоглощение отсутствует и мы можем применять формулу (20.1), нам надо знать для нахождения по величине N_k чисел атомов, находящихся в других состояниях возбуждения и ионизации, чем определяются сами процессы возбуждения и ионизации. В некоторых случаях этот вопрос может быть решен на основании формулы (20.9). Допустим, например, что величина I_{ik} определяется обычным рассеянием солнечного излучения в протуберанце. Тогда мы можем напи-

сать: $\bar{P}_\nu = \bar{J}_\nu$, где $\bar{J}_\nu = \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} = \bar{I}_\nu W$, причем W — фактор разрежения

излучения, а $\bar{I}_\nu$ — средняя интенсивность излучения внутри протуберанца. Если теперь мы определили (например, так, как указывалось выше) величину N_i , то интеграл в правой части (20.9) легко вычислить. Зная же из наблюдений абсолютное значение I_{ik} , мы можем согласно (20.9) определить и $\bar{J}_\nu$. При этом находящаяся таким путем величина $\bar{J}_\nu$ должна близко соответствовать средней интенсивности солнечного излучения, падающего на протуберанец. Для малых τ_ν это совершенно ясно. Для больших же τ_ν излучение I_ν выходит согласно (20.3) из относительно наружных слоев протуберанца с небольшими τ_ν (роль экспоненты $e^{-\tau_\nu}$), т. е. и здесь величина $\bar{J}_\nu$ должна приблизительно соответствовать средней интенсивности солнечного излучения. Подсчеты, проведенные В. П. Вязаницыным в обеих указанных работах, показали, что для линий Н и К находящая описанным образом

величина $\bar{J}_\nu$ действительно близка к величине $J_\nu = \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi}$ солнечного излучения в центре линий Н и К. Следовательно, свечение протуберанцев в линиях Н и К в значительной мере определяется рассеянием солнечного излучения (в данном случае — резонансным рассеянием).

Этот результат связан с тем, что для линий Н и К велики коэффициенты перехода A_{ki} и B_{ik} , а, кроме того, плотность солнечного излучения в рассматриваемой части спектра достаточно велика.

Повидимому, тот же вывод справедлив и для многих других линий, наблюдаемых в спектрах протуберанцев. Однако в ряде случаев имеются основания считать, что механизм свечения связан в значительной степени и с рекомбинациями, сопровождающимися последующими каскадными переходами электрона вниз. Например, интенсивность линий излучения водорода и особенно гелия по сравнению

с интенсивностью большинства других линий (главным образом линий металлов с небольшими потенциалами возбуждения) аномально высока.

Для решения данной задачи весьма ценные сведения о характере ионизирующего и возбуждающего излучения мы можем получить, изучая распределение излучающих атомов по уровням.

Строго говоря, эту задачу следует решать, исходя из соответствующих уравнений стационарности. Каждое из таких уравнений утверждает, что количество электронов, попадающих за 1 сек. всеми возможными путями на k -й уровень r раз ионизованных атомов, равно количеству электронов, уходящих за 1 сек. с этого уровня также всевозможными путями. Оба количества отнесены, конечно, к одному и тому же объему, скажем 1 см^3 . (Совершенно очевидно, что эти уравнения справедливы в том случае, когда яркость протуберанца не меняется со временем, а если и меняется, то мало.)

Запишем эти уравнения. Пусть ρ_{ik} будет плотностью излучения, соответствующего переходу $i \rightarrow k$ или $k \rightarrow i$. Вероятность фотоионизации с k -го уровня мы обозначим через C_{kf} . Она может быть вычислена согласно (14.20). Вероятность фоторекомбинаций на k -й уровень мы обозначим через C_{fk} . Согласно (8.25) она равна:

$$C_{fk} = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int_0^\infty (\beta_v)_k \left(1 + \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \rho_v \right) e^{-\frac{m_e v^2}{2kT}} v^3 dv. \quad (20.10)$$

Тогда уравнение стационарности для первого уровня с $k=1$ будет иметь вид

$$n_{r+1} n_e C_{f1} + \sum_{s=2}^\infty n_{r,s} (A_{s1} + \rho_{1s} B_{s1}) = n_{r,1} \sum_{s=2}^\infty \rho_{1s} B_{1s} + n_{r,1} C_{1f}. \quad (20.11)$$

Первый член левой части дает число рекомбинаций на первый уровень, второй член — число переходов на этот уровень с вышерасположенных дискретных уровней. Первый член в правой части дает число переходов с первого уровня на вышерасположенные дискретные уровни. Второй член дает число фотоионизационных актов с первого уровня.

Для второго уровня уравнение равновесия будет иметь вид

$$\begin{aligned} n_{r+1} n_e C_{f2} + \sum_{s=3}^\infty n_{r,s} (A_{s2} + \rho_{2s} B_{s2}) + n_{r,1} \rho_{12} B_{12} = \\ = n_{r,2} \left\{ \sum_{s=3}^\infty \rho_{2s} B_{2s} + A_{21} + \rho_{12} B_{21} + C_{2f} \right\}. \end{aligned} \quad (20.12)$$

Для третьего уровня будем иметь:

$$\begin{aligned} n_{r+1} n_e C_{f3} + \sum_{s=4}^\infty n_{r,s} (A_{s3} + \rho_{3s} B_{s3}) + \sum_{s=1}^{s=2} n_{r,s} \rho_{s3} B_{s3} = \\ = n_{r,3} \left\{ \sum_{s=4}^\infty \rho_{3s} B_{3s} + \sum_{s=1}^{s=2} (A_{3s} + \rho_{s3} B_{3s}) + C_{3f} \right\}. \end{aligned} \quad (20.13)$$

Подобным же образом запишутся уравнения и для других уровней. Ясно, что их должно быть бесконечное число. Однако на практике ограничиваются конечным числом уравнений, ибо при надлежащем выборе этого числа влияние остальных уровней на результат незначительно.

При составлении уравнений стационарности мы пренебрегли возбуждением атомов столкновениями по причине низкой плотности вещества в протуберанцах. (Кинетическая температура протуберанцев, судя по целому ряду данных, также невысока и близка к $5000\text{--}7000^\circ$.)

Для нахождения распределения атомов по состояниям нужно знать величины ρ_{ik} и C_{kf} .

Задавшись рядом значений для температуры излучения (возбуждения) до предела серии Лаймана T_1 и температуры ионизации за этим пределом T_2 , В. П. Вязаницын (см. первое примечание на стр. 335) смог получить достаточно удовлетворительное объяснение наблюдаемому отношению $I_{H\beta} : I_{H\gamma} : I_{H\delta} : I_{H\epsilon}$. При этом оказалось, что $T_1 = 5670^\circ$, $T_2 = 6650^\circ$.

Таким образом, температура возбуждения близка здесь к эффективной температуре Солнца. Напротив, величина $T_2 = 6650^\circ$ свидетельствует о наличии определенного избытка в интенсивности солнечного излучения за пределом лаймановской серии*). Это ведет к избыточной ионизации атомов водорода, а тем самым и к усилению числа рекомбинаций, т. е. к усилению яркости соответствующих линий излучения водорода.

Однако здесь мы должны сделать следующее замечание. Хотя указанный путь решения уравнений типа (20.11) — (20.13) и т. д. является основным и физически наиболее правильным, все же он связан с целым рядом серьезных трудностей. Главная из них в том, что плотность ионизирующего и возбуждающего излучения в далекой ультрафиолетовой области спектра нам не известна. В то же время наличие в спектрах протуберанцев линий He и He II говорит о том, что в отношении плотностей излучения мы должны ожидать самых разнообразных аномалий.

В частности, характер ионизирующего излучения в протуберанцах как по температуре, так и по своему источнику может резко отличаться от характера возбуждающего излучения. Так, ионизация водорода и гелия в протуберанцах определяется, повидимому, жестким корональным излучением. Вместе с тем возбуждение атомов водорода с первого уровня определяется, повидимому, собственным излучением протуберанца в линиях лаймановской серии (результат рекомбинационных процессов с последующими каскадными

*) В силу большой непрозрачности солнечных газов за пределом $\lambda = 912 \text{ \AA}$ следовало бы ожидать, что интенсивность излучения здесь будет соответствовать граничной температуре солнечной фотосферы, равной примерно $4500\text{--}5000^\circ$.

переходами). Правда, на протуберанцы падает и непосредственное хромосферное излучение в линиях $L\alpha$, $L\beta$ и т. д. Однако в этих линиях оптическая толща протуберанцев весьма велика (в линии $H\alpha$ она часто сравнима с единицей), так что в глубь протуберанца монохроматическое хромосферное излучение проникает в сильно ослабленном виде.

Все это показывает, что наши сведения о величинах ρ_{ik} и S_{kf} для больших частот пока еще весьма неопределенны. Вообще все теоретические заключения, касающиеся переходов с большими энергиями возбуждения, являются пока весьма неопределенными, тем более что для различных классов протуберанцев положение может быть различным.

В связи с указанной неопределенностью применяются различные косвенные методы [кроме использования уравнений (20.11)—(20.13)]. Одним из таких весьма распространенных методов является следующий.

Рассмотрим атомы с большим первым потенциалом возбуждения, например атомы водорода или гелия. Применение формул теплового равновесия к этим атомам может, как мы указывали, приводить к большим ошибкам. Напротив, имеются основания считать, что для переходов с небольшими значениями энергии применение указанных формул должно быть гораздо более законным.

Рассмотрим в связи с этим переходы между континуумом и уровнями, характеризующимися сравнительно небольшими (до 5 эв) энергиями связи $\chi_{r,k}$.

Для этих переходов мы можем в связи с вышесказанным использовать формулы, имеющие место при наличии термодинамического равновесия. Одну из таких формул мы получим, поделив (5.54) на (5.11) и приняв во внимание (5.6):

$$n_{r,k} = n_{r+1} p_e \frac{g_{r,k}}{u_{r+1}} \frac{h^3}{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}} e^{\frac{\chi_{r,k}}{kT}}, \quad (20.14)$$

или в логарифмическом виде

$$\lg n_{r,k} = \lg n_{r+1} + \lg p_e + \lg \frac{g_{r,k}}{u_{r+1}} + \lg \frac{h^3}{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}}} - \frac{5}{2} \lg T + \frac{5040}{T} \chi_{r,k}, \quad (20.15)$$

где уже $\chi_{r,k}$ выражено в электрон-вольтах.

Если теперь с помощью (20.1) или (20.9) мы определим $N_{r,k}$, то, зная p_e и T , можем найти N_{r+1} и т. д.

Так как формула (20.14) используется многими авторами и с ее помощью выполнен целый ряд количественных исследований, выясним ее обоснованность.

Можно убедиться в том, что формула (20.14) соблюдалась бы совершенно строго, если бы выполнялись следующие три условия: 1) в длинноволновой части спектра (где величины $h\nu$ соответствуют рассматриваемым малым значениям $\chi_{r,k}$) плотность излучения, падающего на атомы, определялась формулой Планка; 2) распределение электронов по скоростям для небольших энергий соответствовало формуле Максвелла и 3) переходы между основным уровнем (и вообще глубокими уровнями) рассматриваемого атома или иона и интересующими нас верхними уровнями были запрещены или не играют существенной роли.

Первое условие для протуберанцев выполняется с достаточной точностью. Второе условие осуществляется также (см. § 8). Как выполняется третье условие, — сказать труднее. Оно соблюдается, например, для уровней ортогелия. Но то, что все же применение формулы (20.14) приводит и в ряде других случаев к правдоподобным и внутренне согласованным результатам, свидетельствует о том, что в этих случаях число переходов с основного состояния на какой-либо возбужденный уровень по порядку величины не превосходит числа переходов между возбужденными уровнями и числа рекомбинаций на этот возбужденный уровень. Для водорода это можно уяснить, исходя из следующих рассуждений. Аномально сильное возбуждение водородных атомов в протуберанцах с первого уровня могло бы иметь место по причине аномально сильного излучения хромосферы в линиях лаймановской серии (см. § 22). Однако оптическая толща протуберанцев в линиях этой серии очень велика, а поэтому хромосферное излучение попадает внутрь протуберанца значительно ослабленным. Повидимому, нечто подобное имеет место и для гелия. Все же, конечно, необходимы дополнительные исследования возможности применения формулы (20.14).

6. Ионизация атомов. Электронное давление. Рассмотрим теперь кратко вопрос о ионизации атомов в протуберанцах. В первую очередь здесь надлежит определить среднее значение p_e . Это мы можем сделать следующими способами.

Первый метод: p_e можно определить с помощью формулы (15.1), установив m — главное квантовое число последней различимой линии в серии Бальмера или Пашена спектра протуберанцев. Для T при переходе от n_e к p_e можно принять число порядка 5000—7000°.

Второй метод определения p_e заключается в следующем. Ниже мы увидим, что водород в протуберанцах в значительной степени ионизован, так что число свободных электронов в протуберанцах определяется в основном ионизацией водорода, а не ионизацией металлов. В этом случае $n_e \approx n_1$, где n_1 — число протонов в 1 см^3 , и,

следовательно, если применить уравнение (20.14), мы получим:

$$n_{0,k} = n_e^2 \frac{g_{0,k}}{u_1} \frac{h^3}{2 (2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{3}{2}}} e^{\frac{\gamma_{0,k}}{kT}}, \quad (20.16)$$

причем $g_{0,k} = 2k^2$.

Определив с помощью (20.1) и известной толщины протуберанца величину $n_{0,k}$ (для какой-либо бальмеровской или пашеновской линии или даже нескольких линий), мы находим с помощью (20.16) величину n_e .

Для величины T согласно тому, что говорилось, мы можем взять температуру излучения Солнца в красной и инфракрасной частях спектра, где она близка к 6000° . Так как экспоненциальный множитель в (20.16) окажется при определении n_e под корнем, то, как можно думать, находимое описанным путем n_e не может сильно отличаться от действительного значения.

Третий способ определения n_e , примененный впервые В. П. Вязаницыным (см. первое примечание на стр. 335), основан на решении уравнений (20.11)—(20.13). Из этих уравнений мы находим для водорода отношения $\frac{n_{0,s}}{n_e n_1} \approx \frac{n_{0,s}}{n_e^2}$, а зная из наблюдений $n_{0,s}$, можно найти и сами величины n_e .

С помощью описанных способов различными авторами (В. П. Вязаницын, А. Унзольд и др.) было найдено, что в среднем p_e для протуберанцев заключено в пределах от 0,005 до 0,05 бара, причем верхний предел, повидимому, ближе соответствует действительности. При $T_e = 5000^\circ$ и $p_e = 0,05$ бара получается $n_e \approx 7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, при $p_e = 0,005$ бара $n_e \approx 7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, величина p_e в протуберанцах ниже примерно на три порядка, чем в фотосфере Солнца. Однако это низкое значение p_e не объясняет аномально высокого состояния ионизации атомов He и H в протуберанцах. Основная причина повышенной ионизации должна носить другой характер. Одним из наиболее вероятных механизмов ионизации протуберанцев является согласно И. С. Шкловскому [33, § 30] ионизация протуберанцев ультрафиолетовым, монохроматическим излучением короны (см. § 22), т. е. излучением короны в отдельных линиях, располагающихся в далекой ультрафиолетовой области спектра. В основном это корональные линии $\lambda = 776 \text{ Å}$ (Ne VIII) и $\lambda = 625 \text{ Å}$ (Mg X). Уравнение ионизации в данном случае составляется подобно уравнению (8.27), причем величины J , отличны от нуля только в узкой области корональных линий. В частности, согласно (3.6) и (5.37) число фотоионизаций в 1 см^3 за 1 сек., производимых излучением какой-либо данной корональной линии, равно для водорода:

$$k'_v n_{0,1} \frac{c}{h\nu} \int \rho_\nu d\nu, \quad (20.17)$$

причем $\int \rho, d\nu$ есть интегральная плотность коронального монохроматического излучения во всей линии, а k'_v — коэффициент фотоэлектрического поглощения с первого уровня, определяемый формулой (5.24) с $n=1$. Полное число фотоионизаций определяется суммированием (20.17) по всем линиям, вызывающим ионизацию. Число фоторекомбинаций определяется попрежнему формулой (8.25).

Применение подобных формул ионизации действительно объясняет весьма высокое состояние ионизации Н и He в протуберанцах. При этом оказывается, что ионизирующее действие указанного коронального излучения эквивалентно для водорода планковскому излучению с температурой $T \approx 7000^\circ$, что близко к значению «температуры ионизации» $T_2 \approx 6650^\circ$, найденному В. П. Вязаницыным. К тем же количественным заключениям приходит и В. А. Крат*).

Кроме того, подсчеты такого рода показывают, что степень ионизации водорода x_H в протуберанцах порядка 0,1—1,0. В таком случае ионизация водорода действительно является основным источником свободных электронов. Последнее обстоятельство (которое мы уже использовали) согласуется и с другими выводами, основанными на отличных от данного методах. Один из таких методов будет применительно к хромосфере рассмотрен в § 21.

Отклонения от состояния ионизации, соответствующего термодинамическому равновесию, можно оценивать по формуле (20.14), если в спектре протуберанца имеются линии двух последовательных стадий ионизации данного элемента. Для протуберанца это, конечно, линии нейтрального и ионизованного элементов. Линий дважды ионизованных элементов в спектрах протуберанцев не наблюдается.

На основании (20.14) можно написать:

$$\frac{n_{0,k}}{n_{1,k}} = \frac{n_1}{n_2} \frac{g_{0,k}}{g_{1,k}} \frac{u_2}{u_1} e^{\frac{\chi_{0,k} - \chi_{1,k}}{kT}}, \quad (20.18)$$

причем, конечно, индекс k для нейтрального и ионизованного атомов может быть в общем случае различным.

Определяя, например, $n_{0,k}$ и $n_{1,k}$ по линиям нейтрального и однажды ионизованного гелия (линия $4686 \text{ \AA}$ He II), мы при заданном значении T можем с помощью (20.18) определить $n_1 : n_2$, т. е. отношение числа однажды ионизованных атомов гелия к числу дважды ионизованных атомов гелия. Наиболее неопределенным здесь является задание T . Однако при небольшой разности $\chi_{0,k} - \chi_{1,k}$ ошибка в принятом значении T является также небольшой. И здесь можно принять $T = 6000^\circ$ (см. выше). Подобным путем находят, например, что отношение n_2 к n_1 , равное отношению $n(\text{He III})$ к $n(\text{He II})$, в проту-

*) В. А. Крат, О спектре хромосферы и слабых протуберанцев, Известия ГАО, № 147, стр. 1, 1951.

бсранцах примерно в $10^{38,5}$ раз больше, чем это дает формула ионизации (5.11) с $T = 5040^\circ$! С формальной точки зрения подобные отклонения от термодинамического равновесия можно описать следующим образом. А именно, в формуле (5.11a) вместо основного температурного члена $\frac{5040}{T} \chi_r$ мы напомним $\Phi(\chi_r)$. В этом случае формула ионизации примет вид

$$\lg \frac{n_{r+1}}{n_r} = \lg \frac{u_{r+1}}{u_r} + \frac{5}{2} \lg T - \Phi(\chi_r) - \lg p_0 + \lg \frac{2(2\pi m_e)^{\frac{3}{2}} k^{\frac{5}{2}}}{h^3}. \quad (20.19)$$

Введя в (20.19) известное значение p_0 , приняв во втором слагаемом правой части (20.19) некоторое определенное значение для T , близкое, скажем, к эффективной температуре Солнца (роль этого слагаемого вообще невелика), и найдя с помощью формулы, подобной (20.18), отношение $n_{r+1} : n_r$, мы находим из (20.19) функцию $\Phi(\chi_r)$.

Используя ряд элементов, мы можем построить зависимость $\Phi(\chi_r)$ от χ_r в виде плавной кривой. Такая кривая дает для каждого χ_r количественную меру отклонений от формулы тепловой ионизации (5.11)*). С помощью этой кривой и формулы (20.19) мы можем оценивать ионизацию для тех элементов, для которых известно одно только n_r или n_{r+1} и т. д.

7. Кинетическая температура протуберанцев. Химический состав. Рассмотрим теперь вопрос о кинетической температуре протуберанцев. Одним из наиболее прямых путей ее определения является изучение распределения энергии в рекомбинационном свечении протуберанцев за пределом бальмеровской серии.

Так как протуберанец в частотах непрерывного спектра (по крайней мере до предела лаймановской серии) является прозрачным, то количество $I, d\nu$ энергии, излучаемое протуберанцем за 1 сек. с 1 см^2 в данном направлении ss' (см. рис. 53) и отнесенное к единичному телесному углу и интервалу частот от ν до $\nu + d\nu$, должно быть равно:

$$I, d\nu = d\nu \int_0^s j, \rho ds, \quad (20.20)$$

причем s — линейная длина столбика ss' . Величина $I,$ является, очевидно, интенсивностью излучения в данном направлении.

В рассматриваемом случае коэффициент излучения $j,$ дается формулой (8.38), причем мы можем пренебречь вынужденным излучением. Считая вновь, что физическое состояние вещества в протуберанце зависит только от высоты h , мы можем произведение j, ρ в (20.20)

*) График функции $\Phi(\chi_r)$, построенный Унзольдом для эруптивного протуберанца, см. в [2, стр. 573].

вынести из-под знака интеграла. Тогда на основании (8.38) получим:

$$I_{\nu} = s \{n_e n_1\} \left\{ \frac{2k^2 h^4 \sqrt{3} k'_{\nu}}{c^2 (2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}} \right\} e^{-\frac{h\nu - \chi_{0,k}}{kT_e}}. \quad (20.21)$$

Для протона $u_1 = 1$, а $g_{0,k} = 2k^2$.

Приняв, далее, во внимание, что $n_e \approx n_1$, а также используя (5.24), найдем:

$$I_{\nu} \approx s n_e^2 \frac{2^6 \pi^2 h e^6 R}{3 \sqrt{3} c^3 (2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}} \frac{g'_{\nu}}{k^3} e^{-\frac{h\nu - \chi_{0,k}}{kT_e}}, \quad (20.22)$$

причем для бальмеровского континуума $k = 2$.

Так как изменение поправочного множителя g'_{ν} с частотой относительно невелико, то из (20.22) следует, что интенсивность рекомбинационного свечения за пределом серии (для водорода) убывает

пропорционально $e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$. Следовательно, сравнивая наблюдения и этот теоретический закон, мы можем определить T_e .

Достаточно точного определения T_e изложенным методом не имеется; однако целый ряд наблюдательных данных (см., например, первое примечание на стр. 335) свидетельствует о том, что T_e внутри протуберанцев достигает примерно $5000-8000^\circ$.

Следует отметить, что здесь мы говорили лишь о кинетической температуре электронов. В общем же вещество внутри протуберанцев может обладать и турбулентными движениями подобно тому, как это имеет место внутри звездных атмосфер. Однако существующие данные здесь пока еще скудны. Так, в той же работе В. П. Вязаницын находит на основании большого материала для среднего квадратического значения турбулентной скорости (по лучу зрения) величину порядка 10 км/сек . Другие авторы, напротив, не находят заметной турбулентности. Все же, судя по движениям узлов светящегося вещества, турбулентность в протуберанцах должна существовать (см. стр. 327, 328). Для окончательного решения данного вопроса также необходимы дальнейшие наблюдения.

Теперь мы рассмотрим кратко вопрос о химическом составе вещества, образующего протуберанцы. Достаточно исчерпывающих количественных исследований здесь пока не имеется. Однако существующие исследования общего характера спектров протуберанцев и, в частности, исследования В. А. Крата (см. примечание на стр. 342) показывают, что химический состав протуберанцев практически таков же, как состав хромосферы и фотосферы. Более того, имеющиеся данные позволяют утверждать, что вообще все образования солнечной атмосферы (хромосфера, корона и т. д.) обладают одинаковым относительным содержанием различных элементов. Для некоторых из ука-

занных образований (солнечная корона, см. § 22) это подтверждается непосредственно путем количественного анализа спектров.

Такая однородность в химическом составе различных образований в солнечной атмосфере должна быть результатом «перемешивающего» влияния турбулентных токов. Поэтому, например, некоторое различие между спектрами спокойных протуберанцев и спектрами протуберанцев солнечных пятен является без сомнения результатом различных условий возбуждения и, возможно, общего различия в числе излучающих атомов.

Гипотеза о тождественности химического состава фотосферы и протуберанцев открывает возможность определения относительного содержания гелия в солнечной атмосфере по линиям излучения спектра протуберанцев. В обычном спектре Солнца линий гелия, как известно, не имеется.

Такие подсчеты можно выполнить, например, с помощью формулы (20.14), помня, конечно, относящиеся к ней критические замечания.

Напишем согласно (20.14) выражение для $n_{r,k}$ дважды: один раз для нейтрального водорода и один раз для нейтрального гелия, причем все величины, относящиеся к гелию, обозначим звездочками. Тогда для $n_{0,s}^* : n_{0,k}$ получим:

$$\frac{n_{0,s}^*}{n_{0,k}} = \frac{n_1^*}{n_1} \frac{g_{0,s}^*}{g_{0,k}} \frac{u_1}{u_1^*} e^{-\frac{\chi_{0,k} - \chi_{0,s}^*}{kT}}. \quad (20.23)$$

Выбрав теперь две линии с небольшими $\chi_{0,k}$, $\chi_{0,s}^*$, мы определяем из наблюдений для этих линий $n_{0,s}^* : n_{0,k} \approx N_{0,s}^* : N_{0,k}$, после чего, вводя в (20.23) это отношение, а также наиболее правдоподобную температуру T , находим отношение $n_1^* : n_1$. Оценив, далее, тем или иным способом состояние ионизации водорода и гелия, мы можем по найденному отношению $n_1^* : n_1$ оценить и отношение полного числа атомов водорода и гелия, т. е. отношение

$$n^* : n = (n_2^* + n_1^* + n_0^*) : (n_1 + n_0).$$

Рассмотренный метод применялся различными авторами. А. Б. Северный*) в качестве двух указанных линий использовал линию H α и линию ортогелия $\lambda = 10\,830 \text{ \AA}$. Наблюдения производились с помощью интерференционно-поляризационного фильтра Крымской астрофизической обсерватории.

*) А. Б. Северный, Опыт фосорофотографирования солнечных протуберанцев в инфракрасных лучах, Доклады Академии наук СССР, 76 189, 1951.

В результате подобных исследований выяснилось (А. Б. Северный, А. Унзольд), что, действительно, содержание гелия по отношению к водороду в протуберанцах, а следовательно, и в фотосфере практически такое же, как в фотосферах звезд других классов.

8. Возможное истолкование явлений, наблюдаемых в протуберанцах. Рассмотрим теперь кратко вопрос об истолковании основных явлений, характеризующих образование и развитие протуберанца.

Разберем вначале вопрос о механизме возникновения внутри относительно весьма горячей и разреженной короны более холодного и плотного вещества в виде протуберанцев, а также вопрос об обратном процессе — распаде протуберанца. Напомним, что возникновение светящегося вещества в корональной области (струи и узлы протуберанца) и притом как бы «из ничего» является наиболее характерным свойством обычных корональных протуберанцев, корональных облаков и ряда других протуберанцев солнечных пятен.

Без сомнения указанное появление светящегося вещества на более темном фоне короны является результатом сгущения вещества, образующего корону, под действием некоторых «фокусировочных» факторов, носящих, повидимому, электромагнитный характер.

Правда, кинетическая температура коронального вещества (около $1\,000\,000^\circ$) неизмеримо выше, чем кинетическая температура протуберанцев (около $5000\text{—}8000^\circ$). Однако это охлаждение коронального вещества при его сгущении в протуберанцы легко объяснить. Действительно, процесс сгущения влечет за собой в соответствии с (8.38) усиление рекомбинаций (увеличение произведения $n_e n_{r+1}$), а следовательно, повышенную отдачу лучистой энергии в окружающее пространство и тем самым охлаждение коронального вещества. В частности, процессами конденсации вещества (носящими «импульсный», кратковременный характер) можно было бы объяснить установленные А. Б. Северным усиления яркости узлов в протуберанце при внезапных изменениях скорости движения.

Что же касается ослабления свечения вещества в протуберанце, то здесь следует указать на два возможных фактора:

1) Расширение узлов и частей, составляющих протуберанец при его движении. В результате расширения убывает ρ_e , растет ионизация атомов и одновременно ослабляются рекомбинации (определяющие, например, свечение линий водорода и гелия). Все это, конечно, ведет к ослаблению свечения протуберанца в линиях излучения.

2) Как впервые установил А. Б. Северный (см. примечание на стр. 328), возможен «прогрев» протуберанцев граничащей с ними короной (процесс теплопроводности). Этот прогрев также сопровождается ростом ионизации атомов в протуберанце. Наиболее эффективным данный фактор является в сочетании с первым фактором — уменьшением плотности вещества протуберанца. Действительно, в этом случае проникновение внутрь протуберанца высокоскоростных электронов короны значительно облегчается.

Что же касается относительно долгого существования протуберанцев некоторых классов, то здесь, повидимому, определенную роль играют линии магнитных сил, препятствующие проникновению внутрь протуберанца электронов короны (обладающих очень высокой кинетической температурой и могущих тем самым ионизовать протуберанцы).

Перейдем теперь к самому сложному вопросу физики протуберанцев — к вопросу о силах, поддерживающих и движущих вещество протуберанцев. Здесь, к сожалению, положение является пока еще неопределенным. Однако все же некоторые стороны данного вопроса следует осветить.

Начнем с вопроса о поддержке вещества, составляющего протуберанцы. Мы могли бы попытаться объяснить относительно устойчивое существование некоторых типов протуберанцев (например, спокойных протуберанцев), исходя из гипотезы о том, что вещество их находится в состоянии гидростатического равновесия, описываемого уравнением (7.1).

Написав уравнение состояния газа в виде

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T \quad (20.24)$$

и приняв внутри протуберанца $T = \text{const}$, что вследствие его малой средней оптической толщи представляется достаточно законным, мы получим уравнение гидростатического равновесия в виде

$$\frac{dp}{\rho} = \frac{g\mu}{RT} dh. \quad (20.25)$$

При этом мы на момент пренебрегли возможной ролью светового давления.

Интегрируя (20.25), получим:

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{g\mu}{RT} h}, \quad (20.26)$$

где ρ_0 — плотность вещества в основании протуберанца, причем следует помнить, что величина h у нас растет к центру Солнца.

Принимая для T ряд величин, заключенных в определенных пределах, мы можем сравнить закон (20.26) с тем, что дают наблюдения для изменения плотности хотя бы какого-либо одного элемента во всех стадиях ионизации (ибо все элементы в протуберанце распределены одинаково). Сравнение такого рода неизменно показывает, что протяженность протуберанцев по высоте значительно больше, чем это следовало бы ожидать согласно (20.26). Это означает, что против силы тяготения, кроме градиента газового давления, действуют еще какие-то силы, направленные от центра Солнца. Весьма долгое время считалось, что такой силой является световое давление как общее, так и селективное. Световым давле-

нием пытались объяснить не только значительную высоту протуберанцев, но и их движение (например, «взрыв» и последующее движение эруптивных протуберанцев от Солнца). Так как для рассматриваемой проблемы этот вопрос очень важен, мы разберем его несколько более подробно. Мы покажем, что световое давление в поддержке и движении протуберанцев не играет, повидимому, существенной роли.

Во-первых, это следует непосредственно из оценки величины светового давления на вещество протуберанцев. При этом нас в основном должно интересовать световое давление на атомы наиболее обильного элемента — водорода. Действительно, если световое давление окажется существенным только для какого-либо другого элемента, например кальция, то атомам кальция придется увлекать за собой (или поддерживать) огромное количество водородных атомов (превосходящее в $5 \cdot 10^5$ раз число атомов Ca); тем самым общий эффект светового давления на все вещество окажется весьма небольшим.

Световое давление на водородные атомы в протуберанцах включает селективное световое давление в частотах линий лаймановской серии и световое давление, определяемое частотами в лаймановском континууме.

Световое давление на один атом какого-либо элемента легко подсчитать с помощью общего выражения (7.5). Введя в последнее с помощью (5.20) и (5.22) величины n и k_ν , мы получим для силы светового давления F' , действующей на один атом, выражение

$$F' = \frac{dp'}{n dh} = \frac{\pi \int_0^\infty H_\nu k_\nu d\nu}{c}. \quad (20.27)$$

Для того чтобы данные атомы находились в равновесии под действием светового давления и противоположно направленной силы тяготения, необходимо, чтобы осуществлялось равенство

$$mg_\odot = \frac{\pi \int_0^\infty H_\nu k_\nu d\nu}{c}, \quad (20.28)$$

где m — масса одного данного атома.

Рассмотрим сначала световое давление на атомы водорода, определяемое лаймановским континуумом. Подставив в (20.28) $m = m_H$, положив $H_\nu = B_\nu(T)$, где B_ν дается формулой (3.11), и используя для k_ν формулу (5.24), легко найти, что (20.28) осуществляется при $T \approx 11\,000^\circ$. (Нижний предел интегрирования в (20.28) равен при этом величине ν_1 — частоте предела лаймановской серии.) Таким образом, для того чтобы в данном случае объяснить равновесие про-

туберанцев, нам нужно было бы предположить, что Солнце излучает сразу же за пределом серии Лаймана аномально сильно. [Если бы за пределом серии Лаймана Солнце излучало непосредственно с поверхности фотосферы (при отсутствии хромосферы), то согласно таблице 13 излучение соответствовало бы $T \approx 4400^\circ$.] Подобного рода аномалия действительно существует (см. §§ 21 и 22), однако она гораздо меньше и соответствует температуре, примерно равной 6500° , что подтверждается наблюдениями над ионосферой. Кроме того, при $T = 11\,000^\circ$ водородные атомы в протуберанцах оказывались бы в основном ионизованными, что также сильно ослабило бы световое давление, ибо оно действует только на нейтральные атомы водорода, и последним пришлось бы поддерживать всю остальную и притом основную массу протонов.

Перейдем к селективному световому давлению. Само по себе фотосферное излучение является здесь совершенно недостаточным. В линиях бальмеровской серии поток фотосферного излучения нам известен и световое давление на атомы, находящиеся на втором уровне, легко подсчитать. Однако число атомов, находящихся на втором уровне, так мало, что среднее ускорение, получаемое одним нейтральным атомом водорода от селективного светового давления в частотах линий бальмеровской серии, ничтожно по сравнению с ускорением силы тяжести. В области же лаймановской серии фотосферное излучение сильно ослаблено существованием линий поглощения этой серии. Заметное усиление светового давления на протуберанцы могло бы дать излучение в линиях $L\alpha$, $L\beta$, ... хромосферы. Однако оптическая толща протуберанцев в линии $H\alpha$ обычно больше единицы или сравнима с единицей. Последнее означает, что оптическая толща протуберанца в линиях $L\alpha$, $L\beta$, ... чрезвычайно велика. Но тогда поток хромосферного излучения внутри протуберанца будет весьма невелик, а тем самым высота протуберанца окажется опять весьма малой.

Помимо этих трудностей, вытекающих из расчетов, имеется также целый ряд фактов, вытекающих из наблюдений и говорящих против гипотезы о большой роли светового давления в протуберанцах. Перечислим кратко некоторые из этих фактов.

1. Выброс эруптивного протуберанца происходит в областях, где обычно не наблюдается ни фотосферных, ни хромосферных возмущений. В то же время, если бы этот выброс происходил под действием светового давления, то следовало бы ожидать, что это должно происходить в основном в местах повышенной интенсивности ультрафиолетового излучения, т. е. над факелами (флоккулами) и вообще над активными местами Солнца (мы здесь не говорим о протуберанцах, связанных с хромосферными вспышками). В то же время в протуберанцах над факелами при наличии внутри последних солнечных пятен чаще всего наблюдаются нисходящие (!) движения вещества (большинство протуберанцев солнечных пятен).

2. Само образование более плотного светящегося вещества (на фоне более темных корональных областей) в корональных протуберанцах солнечных пятен, в корональных облаках и т. д. и движение его вниз к хромосфере не имеет ничего общего с гипотезой об образовании протуберанцев из хромосферы под действием светового давления. Чрезвычайно трудно предположить, что уже при образовании коронального облака силы тяготения и силы светового давления в точности уравниваются*). Ясно, что механизм образования коронального облака не имеет никакого отношения к световому давлению.

Помимо отмеченных трудностей, можно было бы указать и целый ряд других. Кроме того, гипотеза о световом давлении не в состоянии объяснить целый ряд специфических свойств движения и поведения протуберанцев. К этим свойствам относятся: 1) движение сгустков и потоков в протуберанцах некоторых классов вдоль как бы совершенно «фиксированных» траекторий, искривленных и прямых; 2) существование центров притяжения в хромосфере (или под нею); 3) обмен веществом между двумя взаимодействующими протуберанцами; 4) преобразование протуберанцев одних классов в другие; 5) процесс сгущения светящегося вещества в корональном пространстве; 6) выброс, а затем возврат светящегося вещества и притом, что особенно важно, вдоль той же траектории в случае возвратных протуберанцев и т. д.

Как же можно объяснить все перечисленные, а также другие свойства протуберанцев? Имеется целый ряд оснований считать, что эти свойства так или иначе определяются электромагнитными полями, существующими в солнечной атмосфере (см. § 18). Эти поля должны определять равновесие, движение вещества в протуберанцах вдоль искривленных траекторий, существование центров притяжения, процессы конденсации вещества короны и т. д.

Правда, эти общие соображения пока еще очень мало разработаны. Однако наличие электромагнитных полей в атмосфере Солнца и их большая роль в движениях ионизованного вещества не вызывают ни малейшего сомнения. Вообще учет электромагнитных полей явится совершенно новой и в то же время исключительно важной главой физики Солнца.

Пока мы не имеем сколько-нибудь разработанной теории протуберанцев, а поэтому приведем лишь одну из возможных моделей.

Альфвен исходит из так называемой *униполярной индукции*. Это явление можно пояснить на простой модели (рис. 55).

Проводящий диск BB' вращается в магнитном поле вокруг оси aa , параллельной полю. Движение вещества согласно (18.36) вызывает

*) Напомним, что корональное облако при своем появлении остается все время на одной высоте.

в нем поле $\mathbf{E}' = \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H}$, направленное по радиусу диска. Разность потенциалов между точками A и B равна $V = \frac{1}{c} \int_A^B (\mathbf{v} \times \mathbf{H}) ds$. Если

замкнуть эти точки проводящим контуром $ADCB$, в нем будет течь ток. Подобный механизм может существовать и на Солнце. Как известно, над пятнами обычно наблюдается движение масс газа (эффект Эвершеда), причем сила Кориолиса вызывает тангенциальную компоненту скорости. Это движение, происходящее под действием гидродинамических сил, создает разность потенциалов. Контуром, замыкающим точки A и B , служат магнитная силовая линия ADC (поскольку

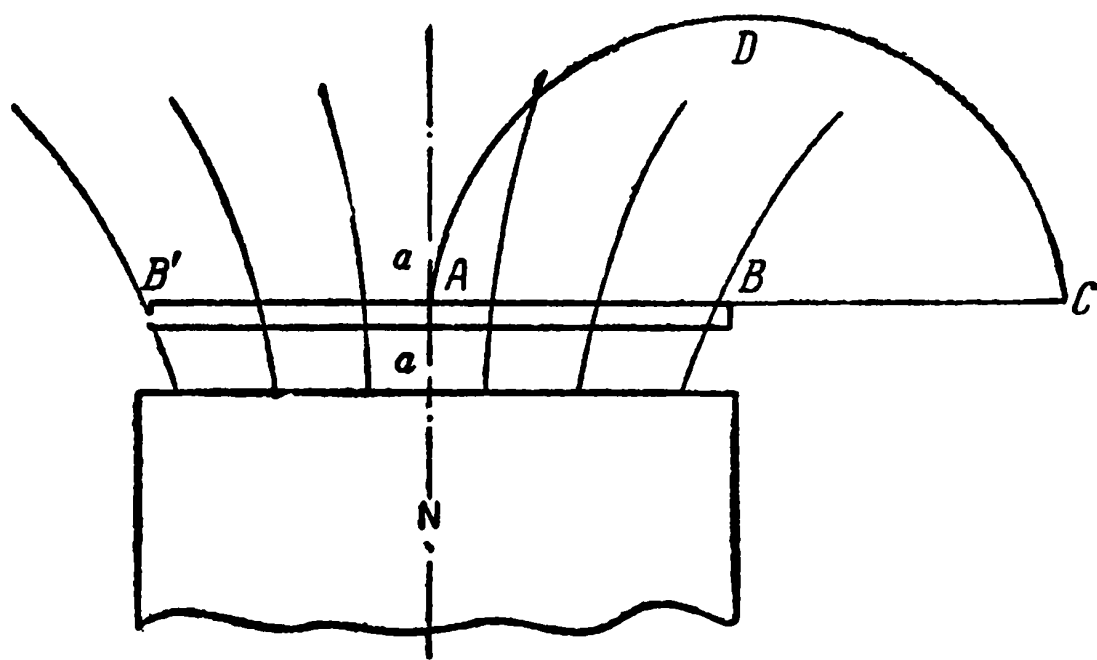


Рис. 55.

поперек магнитного поля проводимость хромосферы из-за малой плотности практически равна нулю) и участок фотосферы CB , где из-за большей плотности вещества, проводимость поперек H достаточно велика. Если принять $v = 10^4$ см/сек, $H = 200$ эрстед и $AB = 5 \cdot 10^9$ см, то $V = 10^8$ в. Часть напряжения может вызвать разряд в фотосферных слоях, а оставшаяся часть может вызвать ток в хромосфере.

Альфвен считает, что подобный механизм может объяснить возникновение быстро изменяющихся протуберанцев, движение которых оканчивается в пятне (например, корональные протуберанцы солнечных пятен).

Образование протуберанца Альфвен представляет себе следующим образом. Ток, текущий вдоль силовой линии, образует собственное магнитное поле в виде концентрических колец. Известно, что магнитные силовые линии всегда как бы стремятся сократиться. Другими словами, взаимодействие параллельных токов приводит к сжатию вещества, образующего корону, к оси тока. Сжатие ионизованного вещества усиливает излучение и приводит к охлаждению. Образовавшиеся плотные сгустки движутся вдоль силовых линий к фото-

сфере под действием силы тяжести. Кроме того, движение может быть вызвано градиентом давления, образовавшимся при неодинаковом сжатии в разных частях силовой линии.

При количественных расчетах нужно иметь в виду, что плотность тока, текущего вдоль оси разряда, определяется не омическим, а индуктивным сопротивлением, поскольку самоиндукция таких больших контуров очень велика.

Нужно заметить, что хотя гидродинамические силы и не могут объяснить движения протуберанцев, однако ими нельзя пренебрегать, так как они определяют характер движения, дают вторичные явления. Может быть, неупорядоченные движения в спокойных протуберанцах и в корональных облаках определяются именно гидродинамическими силами.

В заключение следует подчеркнуть, что, помимо теоретической разработки наблюдаемых явлений, сопровождающих движение и равновесие протуберанцев, требуется весьма большая наблюдательная работа.

Так, например, следует выяснить вопрос, в какой мере регистрируемые на снимках движения светящегося вещества являются реальными перемещениями, а не представляют собой простое перемещение в короне области конденсации и, следовательно, свечения. Этот вопрос следует изучать, одновременно фотографируя протуберанцы и определяя их лучевые скорости. Имеющиеся исследования показывают как будто, что в большинстве случаев мы действительно имеем дело с реальными движениями вещества, но пока таких исследований очень мало.

Следует, далее, всемерно изучать связь между движением протуберанцев и условиями их свечения, подобно тому как это сделано в упомянутом выше исследовании А. Б. Северного.

Наконец, чрезвычайно интересно выяснить, имеется ли какая-либо видимая связь между протуберанцами и расположенной под ними хромосферой (или фотосферой). Так, например, известно, что на $H\alpha$ -спектрогелиограммах волокна имеют яркое основание (в виде каймы) шириной в несколько угловых секунд, которое непосредственно примыкает к волокну и видно по всей его длине.

§ 21. Хромосфера. Флоккулы. Хромосферные вспышки

1. Исследование распределения излучающих атомов с высотой на основании наблюдений. Хромосфера является непосредственным продолжением самых внешних слоев солнечной фотосферы, которые условно именуются обращаемым слоем.

Основанием хромосферы называется уровень солнечной атмосферы, где для наблюдателя, рассматривающего край диска, обычный спектр Солнца с линиями поглощения переходит в линейчатый спектр испускания, подобный линейчатому спектру протуберанцев.

Ниже основания хромосферы оптическая толща солнечных газов вдоль луча зрения в частотах непрерывного спектра больше единицы, причем здесь $I_\nu\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) \approx B_\nu(T_0)$, где T_0 — граничная температура солнечной фотосферы. В основании хромосферы эта оптическая толща вдоль луча зрения порядка единицы.

Выше располагается сама хромосфера, характеризующаяся тем, что в частотах непрерывного спектра она является прозрачной. Это ее основное отличительное свойство, определяющее и ярколинейчатый характер ее спектра. Нагретые газы, прозрачные в частотах непрерывного спектра, должны давать линейчатый спектр. (Если, конечно, эти газы не проектируются на более яркий фон.) Ярколинейчатый спектр хромосферы качественно сходен со спектром протуберанцев. По относительной интенсивности весьма многочисленных его линий спектр хромосферы соответствует спектру поглощения звезды более раннего класса, чем спектр Солнца (dG 3). В спектре хромосферы, так же как и в спектрах протуберанцев, имеются линии He и линия $4686 \text{ \AA}$, He II. Следовательно, газы хромосферы находятся в особых условиях, отличающихся от условий, существующих в солнечной фотосфере.

Изучение этих условий является одной из основных задач физики солнечной хромосферы. Второй важной задачей является изучение закона изменения плотности вещества в хромосфере с высотой x (считая от основания хромосферы). В противоположность солнечной фотосфере здесь мы можем изучать этот закон непосредственно путем наблюдений (то же самое можно сделать и в отношении короны). Это особенно важно потому, что, как мы увидим, распределение газов в солнечной хромосфере является совершенно аномальным. Так, например, излучение в линиях H и K, Ca II может наблюдаться до высоты $x = 15\,000 \text{ км}$. При гравитационном же равновесии, описываемом формулой (20.26) с $T = T_0 \approx 4630^\circ$, плотность вещества должна была бы упасть на протяжении $15\,000 \text{ км}$ практически до нуля, и, следовательно, излучения Ca II на этой высоте обнаружить было бы невозможно.

Изучением закона изменения плотности хромосферных газов с высотой мы сейчас и займемся. Пусть I_{ik} или просто I — энергия в линии, соответствующей переходу $k \rightarrow i$, излучаемая одним см^2 проекции хромосферы на небесный свод за 1 сек. и внутри единичного телесного угла. Эта энергия определяется переходами $k \rightarrow i$, совершающимися в столбике $ABCD$ (см. рис. 56, а), расположенном вдоль луча зрения на высоте x над основанием хромосферы и имеющем сечение 1 см^2 . Очевидно, эта энергия является полной интенсивностью во всей линии, т. е. интегралом $\int I_\nu d\nu$, взятым по всем частотам внутри линии. Пусть, далее, j' будет полным коэффициентом излучения, рассчитанным на 1 см^3 . Задача состоит в том, чтобы по находимому из наблюдений

закону, дающему изменение $I(x)$ с x , найти зависимость $j'(x)$ от x или $j'(r)$ от r , причем r — расстояние данной точки от центра Солнца, т. е. перейти от наблюдаемого излучения с единицы проекции хромосферы к излучению из единичного объема. Найдя $j'(r)$, мы сможем найти и закон изменения числа излучающих атомов с x или r .

Чтобы решить поставленную задачу, мы введем следующие предположения. Мы будем считать, что хромосфера имеет сферическую симметрию относительно центра Солнца.

Далее, мы примем, что в линиях излучения самопоглощения нет. (Об учете самопоглощения будет сказано далее.)

Пусть ABV_1C есть мгновенное положение края лунного диска (рис. 56, б), постепенно закрывающего Солнце. Возьмем 1 см края диска BB_1 и обозначим энергию излучения всех атомов, проектирующихся на полубесконечную полоску CBV_1D в рассматриваемой спек-

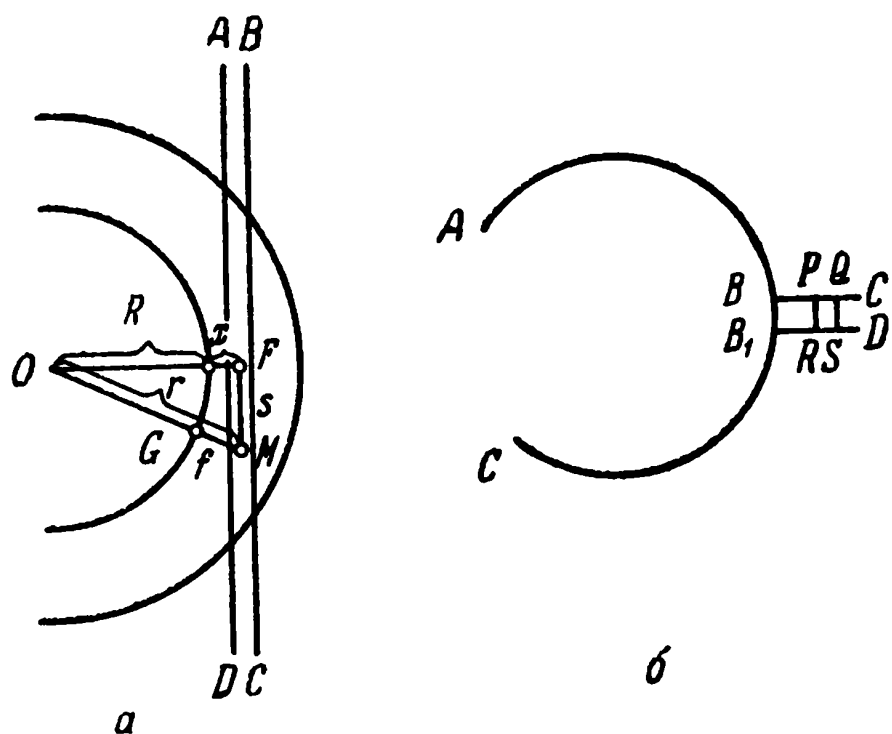


Рис. 56.

тральной линии, через $E(x)$, где x — высота проекции лунного края над основанием хромосферы. Эта функция $E(x)$ составляется на основании фотометрических измерений интенсивности линии в разные моменты солнечного затмения, т. е. при различных высотах края Луны над основанием хромосферы (снимки спектра производятся с широкой щелью). Очевидно, что введенная выше интегральная интенсивность $I(x)$, определяемая на рис. 56, б единичной площадкой $PQRS$ проекции, получится из $E(x)$ путем дифференцирования:

$$I(x) = -\frac{\partial E(x)}{\partial x}. \quad (21.1)$$

Введя координату s , отсчитываемую вдоль столбика $ABCD$ (на рис. 56, а $s = FM$), мы получим для $I(x)$ в случае среды, прозрачной для своего собственного излучения, выражение

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} j'(r) ds. \quad (21.2)$$

С другой стороны,

$$\left. \begin{aligned} s &= \sqrt{r^2 - (R+x)^2}, \\ ds &= \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - (R+x)^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (21.3)$$

Следовательно,

$$I(x) = 2 \int_{R+x}^{\infty} \frac{j'(r) r dr}{\sqrt{r^2 - (R+x)^2}}. \quad (21.4)$$

Вместо r мы введем высоту f над основанием хромосферы (на рис. 56, а $f = GM$). Тогда

$$I(x) = 2 \int_x^{\infty} \frac{j'(f) (R+f) df}{\sqrt{(R+f)^2 - (R+x)^2}}. \quad (21.5)$$

Хромосфера является относительно непротяженным образованием, так что для $x > 15000$ км величина j' практически равна нулю. Поэтому внутри всей хромосферы мы можем пренебречь величинами f и x по сравнению с R , в результате чего будем иметь:

$$I(x) = \sqrt{2R} \int_x^{\infty} \frac{j'(f) df}{\sqrt{f-x}}. \quad (21.6)$$

Это — уравнение Абеля; его решение дается формулой

$$j'(x) = -\frac{1}{\pi \sqrt{2R}} \frac{d}{dx} \int_x^{\infty} \frac{I(f) df}{\sqrt{f-x}}. \quad (21.7)$$

Формулы (21.1) и (21.7) дают возможность из функции $I(x)$ получить функцию $j'(x)$.

Обработка наблюдений показывает, что обычно $E(x)$ можно представить в виде экспоненциальной функции

$$E(x) = A e^{-\beta x} \quad (21.8)$$

или в виде суммы

$$E(x) = A_1 e^{-\beta_1 x} + A_2 e^{-\beta_2 x}. \quad (21.9)$$

Иногда в правую часть формулы (21.9) приходится вводить третий член того же вида. Так как весьма часто оказывается достаточно точной аппроксимация (21.8), мы ее сейчас и рассмотрим. Вводя (21.8) в (21.1), получим:

$$I(x) = A \beta e^{-\beta x}. \quad (21.10)$$

Введем, наконец, (21.10) в (21.7). Тогда найдем:

$$j'(x) = \frac{A \beta^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\pi R}} e^{-\beta x}, \quad (21.11)$$

а также

$$j'(0) = \frac{A\beta^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\pi R}}.$$

(21.12)

В таблице 14 приводятся значения постоянной β , входящей в формулу (21.11), а также $\lg A$. Данные получены В. П. Вязаницыным по спектрограммам затмения 1941 г. [36].

Таблица 14

Линия		$\beta \cdot 10^8$	$\lg A$	Линия		$\beta \cdot 10^8$	$\lg A$
H,	H α	0,90	16,17	Ca, 4227	1,33	14,08	
	H β	1,20	15,71	Ca II, 3969	0,92	15,76	
	H γ	1,30	15,48	3934	0,85	15,76	
	H δ	1,32	15,32	Ti II, 4572	2,60	13,56	
	H ϵ	1,30	15,15	4550	1,58	13,95	
	H8	1,42	15,07	4564	1,63	13,33	
	H9	1,37	14,75	Mn, 4034,5 } 4033 } 4031 }	1,96	13,52	
	H10	1,45	14,60				
	H11	1,46	14,43				
	H12	1,47	14,45	Fe, 4384	0,91	13,04	
	H13	1,52	14,44	4064	1,28	13,30	
	H14	1,60	14,27	4046	1,14	13,53	
	H15	1,55	14,15	3860	1,36	14,14	
	H16	1,68	14,08	3856	1,69	13,24	
	H17	1,70	13,75	Fe II, 5018	1,32	13,55	
	H18	2,04	13,60	4924	1,34	13,53	
	He,	5016	1,69	13,69	4584	1,23	13,30
		4922	1,32	13,49	4233	1,54	13,70
4713		1,96	14,33	4523	1,37	12,94	
5876		0,88	14,90	Sr II, 4216	1,58	13,90	
4472		1,11	14,05	4078	1,60	14,55	
Mg,	4026	0,75	13,48	Ba II, 4934	(2,05)	(14,58)	
	5184	1,64	14,10				
	5173 } 5167 }	1,22	13,98				

Для того чтобы на основании таблицы 14 сделать соответствующие выводы о распределении плотности элементов по высоте, мы перейдем сначала от величины j' к числу излучающих атомов в 1 см^3 . Если в 1 см^3 содержится n_k атомов, создающих излучение в данной линии с переходом $k \rightarrow i$, то, как и в (20.1):

$$j' = \frac{n_k A_{ki} h \nu_{ik}}{4\pi}.$$

(21.13)

Следовательно, согласно (21.13) и (21.11) будем иметь:

$$n_k = \frac{4\pi A \beta^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2\pi R} A_{ki} h \nu_{ik}} e^{-3\tau}.$$

(21.14)

Таким образом, находя из наблюдений β , A и зная A_{ki} , мы можем вычислить объемную концентрацию атомов в верхнем состоянии возбуждения как функцию высоты x в хромосфере.

Однако главный интерес представляет не поведение величины $n_k(x)$, характеризующей концентрацию атомов в возбужденном k -м состоянии, а поведение функции $n(x)$, характеризующей концентрацию всех атомов (или ионов) данного элемента, в каком бы состоянии возбуждения они ни находились. Поскольку же обычно большинство атомов (или ионов) данного элемента находится в основном состоянии, то интересно выяснить поведение функции $n_1(x)$, дающей концентрацию атомов, находящихся в основном состоянии.

Если бы отношение $n_k(x):n_1(x)$, т. е. степень возбуждения в хромосфере, не менялось с высотой x , то поведение функции $n_k(x)$ характеризовало бы собой и поведение функции $n_1(x)$ и мы знали бы действительное распределение атомов данного элемента по высоте.

С первого взгляда может показаться, что допущение постоянства отношения $n_k(x):n_1(x)$ для хромосферы является оправданным. В самом деле, рассмотрим какой-либо переход $k \rightarrow i$, например переход $k \rightarrow 1$, и пусть в данной линии самопоглощение отсутствует. Допустим, далее, что атомы с уровня i на уровень k возбуждаются идущим снизу к хромосфере фотосферным излучением, ослабленным, конечно, соответствующей линией поглощения, возникающей при переходе $i \rightarrow k$. Тогда в силу прозрачности хромосферы внутри рассматриваемой линии плотность ρ_{ik} возбуждающего излучения в пределах всей хромосферы будет практически постоянна, а следовательно, не будет заметно меняться и отношение $n_k(x):n_1(x)$.

Однако здесь же возникает ряд трудностей, которые частично рассматривались в предыдущем параграфе. Во-первых, некоторые линии излучения спектра хромосферы не свободны от самопоглощения. Во-вторых, существование линий He и He II в спектре хромосферы (а также ряд других фактов) говорит о том, что мы имеем дело с аномальными условиями возбуждения, которые могут меняться с высотой. В частности, возможно, что во внешней хромосфере, где аномально высока кинетическая температура (см. стр. 362), существенную роль играют процессы возбуждения электронами. Все же имеются основания считать, что аномалии в условиях возбуждения связаны с достаточно высокими потенциалами возбуждения, больше 10 эв.

В то же время можно думать (см. стр. 366, 367), что для большинства линий возбуждение соответствующих уровней вызывается излучением с приблизительно постоянной плотностью ρ_{ik} ; в таком случае отношение $n_k:n_1$ будет также приблизительно постоянным.

Для гелиевых и водородных линий положение является более неопределенным. Однако и здесь, повидимому, величина $n_k:n_1$ внутри хромосферы не может изменяться больше чем на порядок. Более точное изучение случаев с $\epsilon_k > 10$ эв требует выяснения самого механизма возбуждения атомов в хромосфере.

2. Самопоглощение. Закон изменения плотности вещества с высотой. Особого внимания требует также изучение самопоглощения в некоторых линиях. Самопоглощение искажает закон изменения $j'(x)$, а также фиктивно уменьшает величины n_k . В связи с этим рассмотрим кратко данный вопрос.

Рассмотрим вновь столбик $ABCD$ (рис. 56, а), ориентированный вдоль луча зрения и расположенный на высоте x над основанием хромосферы. Пусть N_i будет число атомов, заключенных в этом столбике и соответствующих нижнему уровню i излучающих атомов с переходами $k \rightarrow i$. Тогда мы можем применить формулу (20.9). Перепишем ее так:

$$\lg R_{ik} = \lg I_{ik} - \lg \bar{P}_v = \lg \int (1 - e^{-s_v N_i}) dv. \quad (21.15)$$

Задавая для N_i различные непрерывно увеличивающиеся величины, мы можем для этих N_i вычислить интеграл в правой части (21.15)*. В результате мы получим «кривую роста», связывающую N_i с R_{ik} . В той части кривой, где N_i мало ($X_0 = N_i s_{v_0} \ll 1$), величина R_{ik} пропорциональна $N_i f_{ik}$; в промежуточной части можно употреблять интерполяционную формулу, в которой R_{ik} пропорциональна $\sqrt{\ln N_i f_{ik}}$; в последней, где N_i (и X_0) очень велико, R_{ik} пропорциональна $\sqrt{N_i f_{ik}}$.

Допустим теперь, что имеет место закон вида (21.14):

$$n_i = n_i^0 e^{-\beta f}, \quad (21.16)$$

где n_i^0 — величина n_i в основании хромосферы, причем мы вместо величины x в показатель экспоненты ввели величину f .

Замечая из рис. 56, а, что

$$f = \sqrt{(R+x)^2 + s^2} - R \approx x + \frac{1}{2} \frac{s^2}{R}, \quad (21.17)$$

мы получим для N_i :

$$N_i = \int_{-\infty}^{+\infty} n_i ds = \sqrt{\frac{2\pi R}{\beta}} n_i^0 e^{-\beta x} = N_i^0 e^{-\beta x}, \quad (21.18)$$

где

$$N_i^0 = \sqrt{\frac{2\pi R}{\beta}} n_i^0 \quad (21.19)$$

есть число N_i у основания хромосферы.

Таким образом, в случае выполнимости формулы (21.16) закон изменения величины (21.18) имеет тот же экспоненциальный вид.

*) Подробности подобных вычислений см. [2, стр. 182—185] При этом считается, что коэффициент поглощения определяется затуханием излучения и эффектом Допплера. Эффектами затухания вследствие столкновений мы можем из-за низкой плотности хромосферы пренебречь.

Используя (21.18), мы можем по теоретической зависимости между R_{ik} и N_i найти зависимость между R_{ik} и x , причем вид графика зависимости будет определяться параметром β . Иначе говоря, мы будем иметь семейство теоретических «кривых роста», зависящее от параметра β ; этот параметр будет играть такую же роль, как и параметр Z в теории кривых роста для линий поглощения (см. § 12).

Допустим теперь, что величина $\bar{P}_v$ постоянна во всей хромосфере. Тогда, определяя из наблюдений величину I_{ik} для различных высот x , мы можем построить эмпирическую кривую роста (связывающую $\lg I_{ik}$ с $\lg x$), нормировка которой по оси $\lg R_{ik}$ будет определяться с точностью до слагаемого $\lg \bar{P}_v$ (пока еще не известного). Получив эмпирическую кривую роста, мы добиваемся наилучшего ее совмещения с одной из семейства теоретических кривых роста. При этом определяются параметр β , а также величины N_i^0 и $\bar{P}_v$. Этот метод определения β , N_i^0 , $\bar{P}_v$ вполне подобен нахождению соответственно Z , N_i , v_0 в теории кривых роста.

Находимые указанным способом величины β и N_i^0 уже освобождены от влияния самопоглощения; мы можем использовать их для того, чтобы по формуле (21.19) определить n_i^0 — число атомов в 1 см^3 на уровне, соответствующем основанию хромосферы.

Основное предположение данного метода — постоянство для всей хромосферы функции возбуждения $\bar{P}_v$. Если бы мы знали приближенный ход зависимости P_v от x , строгость метода значительно повысилась бы. При применении рассматриваемого метода следует также учитывать изменение турбулентной скорости v_t в хромосфере с высотой. Наконец, необходимо иметь в виду, что в некоторых случаях закон (21.16) может быть весьма приближенным.

Описанным способом было найдено, что число атомов водорода над 1 см^2 основания хромосферы, находящихся во втором состоянии возбуждения, равно $2 \cdot 10^{12}$ *), хотя, повидимому, это число завышено, ибо не учитывался рост турбулентной скорости с высотой (см. стр. 368).

Учет самопоглощения изменяет обычно величины β , находимые непосредственно из наблюдений, незначительно. Наибольшим это изменение оказывается для самых сильных линий хромосферного спектра — линий H и K Ca II. В этом случае величина β , стоящая в таблице 14, увеличивается примерно в два раза. Чаше же всего поправки «за самопоглощение» оказываются меньше. Учитывая все сказанное, а также сделанные нами ранее замечания о приблизительном постоянстве отношения $n_k:n_1$, рассмотрим данные таблицы 14, имея при этом в виду формулу (21.14). А именно, мы сравним величины β , стоящие в этой таблице, с величинами β_g , которые следуют по применению формулы

*) G. Cillie and D. Menzel, The physical state of the solar chromosphere. Harvard. Circ. 410, 1935.

гидростатического равновесия (20.26). Последнюю мы перепишем так:

$$n(x) = n^0 e^{-\frac{g\mu}{RT}x} = n^0 e^{-\beta_g x}. \quad (21.20)$$

Принимая для температуры хромосферы граничную температуру Солнца $T = 4630^\circ$, мы находим, что для кальция $\beta_g = 284,3 \cdot 10^{-8}$, а для водорода $\beta_g = 7,15 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$.

Таким образом, величины β , полученные из наблюдений (таблица 14), значительно ниже, чем величины β_g . Особенно это бросается в глаза при сравнении величин β и β_g для кальция, где $\beta_g \approx 190 \beta$ (β с учетом самопоглощения для Ca порядка $1,50 \cdot 10^{-8}$).

Этот факт, однако, нельзя объяснить влиянием ионизации, возрастающей с высотой (т. е. тем, что замедление падения плотности ионов кальция с высотой происходит за счет быстрого увеличения процента ионов по отношению к нейтральным атомам). По интенсивностям резонансных линий можно заключить, что процент нейтральных атомов Ca по сравнению с процентом ионов в хромосфере ничтожно мал, и поэтому прирост числа ионов за счет числа нейтральных атомов не может заметно повлиять на плотность ионов. Убывание же числа атомов Ca II с высотой из-за ионизации может только повысить наблюдаемое значение β . То же самое имеет место и для водорода. Правда, имеются основания считать, что аномальное распределение водорода (малое β) является результатом аномальных условий излучения, в частности, роста интенсивности рекомбинаций с высотой из-за усиливающейся ионизации водорода. Однако химический состав всех образований солнечной оболочки должен быть одним и тем же вследствие существования в ней турбулентных перемешивающих течений (см. § 20). Но тогда величина β для водорода с учетом всех (нейтральных и ионизованных) атомов H должна быть такой же, как и величина β для других элементов и, в частности, для Ca. Но и в этом случае величина β для H значительно ниже, чем величина β_g , равная $7,15 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$.

Следовательно, в хромосфере, кроме обычных сил упругости нагретого газа, против силы тяготения действуют еще какие-то дополнительные силы. Однако, прежде чем заняться возможным истолкованием данного факта, мы познакомимся с другими данными, характеризующими физическое состояние хромосферных газов.

3. Электронная концентрация. Электронная температура. Рассмотрим сначала вопрос об электронной концентрации n_e . Величину n_e , во-первых, можно определить по формуле (15.1). Об используемой при применении (15.1) величине T для различных слоев хромосферы мы скажем немного позже. Во-вторых, n_e можно определить по формуле (20.16), предполагая, что и в хромосфере большинство свободных электронов обусловлено ионизацией водорода, на что имеются основания (см. стр. 363, 364).

В-третьих, n_e мы можем определить и по формуле (20.22). Из этой формулы следует, что коэффициент излучения j'_ν для рекомби-

национного свечения, рассчитанный на 1 см^3 , равен:

$$j'_\nu = n_e^2 \frac{2^6 \pi^2 h e^6 R}{3 \sqrt{3} c^3 (2 \pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}} \frac{g'}{k^3} e^{-\frac{h\nu - \chi_{0,k}}{k T_e}}. \quad (21.21)$$

Определив из наблюдений с помощью формулы (21.11) величину $j'_\nu(x)$ для бальмеровского (или пашеновского) континуума, мы по формуле (21.21) можем найти n_e , если знаем T_e . (Этим методом можно определять n_e и для протуберанцев. При этом надо знать величину s формулы (20.22) — толщину протуберанца в данном направлении.) Лучше всего это делать для частот, близких к границе полосы, где $h\nu \approx \chi_{0,k}$, и, следовательно, ошибка в принятом значении T_e войдет только в знаменатель правой части (21.21) в величину $T_e^{\frac{3}{2}}$. И здесь принимается, что число свободных электронов в хромосфере определяется в основном ионизацией водорода. Учет электронов, образующихся вследствие ионизации металлов, повышает значение n_e .

Описанными методами найдено, что n_e в основании хромосферы порядка $2 \cdot 10^{11} - 5 \cdot 10^{11}$ и при $T_e \approx 5000^\circ$ величина p_e порядка 0,1—0,3 бара.

С ростом высоты x электронная концентрация n_e относительно медленно убывает. На высоте $x = 4000 \text{ км}$ величина n_e порядка $2 \cdot 10^{10}$, на высоте $x = 10\,000 \text{ км}$ порядка $2 \cdot 10^9$ и на высоте $x = 13\,000 \text{ км}$ порядка 10^9 .

Перейдем теперь к следующему параметру — электронной температуре T_e . Одним из возможных методов определения T_e хромосферы, так же как и для протуберанцев, является изучение распределения энергии в рекомбинационном свечении водорода за пределами серий Бальмера и Пашена. Исходной формулой является формула (21.21),

согласно которой $j'_\nu = C e^{-\frac{h\nu}{k T_e}}$, где C — некоторая постоянная. Сравнивая этот закон с наблюдениями, находим T_e . Измерения, проведенные Мензелом и Силлиэ по этому методу, дают для основания хромосферы величину примерно 5000° . В. А. Крат*) получил на основании того же способа $T_e \approx 6200^\circ$ для высот в $7000 - 8000 \text{ км}$.

Вторым методом, могущим дать определенное представление о ходе T_e внутри хромосферы, является изучение посылаемого Солнцем радиоизлучения. Общие положения данного метода будут рассмотрены в следующем параграфе. Здесь же мы кратко изложим результаты соответствующих наблюдений.

К сожалению, для самых нижних слоев хромосферы определение T_e в пределах длин используемых пока радиоволн невозможно (препятствует большое поглощение радиоволн). Достаточно правдоподобные

*) В. А. Крат, О спектре хромосферы и слабых протуберанцев, Известия ГАО, № 147, 1, 1951.

результаты получаются для высот, больших 3000—5000 км. Оказывается, что на высоте 5000 км кинетическая температура T_e примерно 6000°. С ростом высоты она растет вначале медленно, а затем быстро; на высоте $x \approx 10\,000$ км T_e около двух-трех десятков тысяч градусов. На высотах примерно в 15 000 км величина T_e уже очень велика и, возможно, превосходит 100 000°.

В пользу относительно низкой T_e в основании хромосферы говорят и другие данные. Так, высокая T_e нижних слоев хромосферы привела бы к очень большому избытку ультрафиолетового излучения хромосферы, что противоречит ионосферным наблюдениям. Далее, при наличии высокой T_e в основании хромосферы мы в спектре последней должны были бы наблюдать некоторые запрещенные линии, чего в действительности нет. Число 30 000° для T_e в основании хромосферы, которое «обосновывалось» многими авторами, привело бы к тому, что спектр хромосферы походил бы на спектр звезд класса В или О, что также полностью противоречит наблюдениям!

Таким образом, мы можем считать, что кинетическая температура нижних слоев хромосферы относительно низка и только для высот, превышающих 8—10 тыс. км, она начинает превышать 10 000°. Для физики хромосферы это очень важный факт!

4. Ионизация атомов. Рассмотрим теперь вопрос об ионизации атомов в хромосфере. Совершенно очевидно, что в связи с относительно низким значением n_e в хромосфере, степень ионизации в ней согласно (5.11) должна быть более высокой, чем во внешних слоях фотосферы. В действительности же она оказывается еще более высокой, чем при применении (5.11), как об этом можно судить хотя бы по наличию в спектре хромосферы линии He II 4686 Å; при этом наблюдающиеся аномалии тем больше, чем больше соответствующий потенциал ионизации. То же самое, напомним, имеет место и для протуберанцев.

Рассмотрим вопрос об ионизации водорода в нижних слоях хромосферы (до высот 2000 км). Сначала мы покажем, что электроны в хромосфере действительно образованы в результате ионизации водорода.

На основании наблюдений и ранее изложенных соображений относительно самопоглощения можно подсчитать концентрацию атомов Ca II на высоте $x=0$, находящихся на первом, основном уровне, т. е. число этих атомов в 1 см³. Согласно Мензелу и Силлиэ оно равно $3 \cdot 10^8$. Кроме того, это число, как обычно, можно приближенно отождествить с концентрацией атомов Ca II, находящихся во всех возбужденных состояниях.

С другой стороны, сравнение спектра нижних слоев хромосферы со спектрами обычных звезд показывает, что по относительной интенсивности линий металлов первый из них сходен, грубо говоря, со спектрами звезд класса gF5. (Точное соответствие здесь установить невозможно, ибо, например, по линиям металлов класс этих слоев

является более поздним, чем $gF5$, а по линиям гелия более ранним!) В атмосферах же звезд этого класса металлы находятся главным образом в однажды ионизованном состоянии. Таким образом, мы имеем все основания ожидать, что и в нижних слоях хромосферы металлы находятся преимущественно в однажды ионизованном состоянии. Отсюда, в частности, следует, что число свободных электронов в 1 см^3 , образованное ионизацией Ca , равно для основания хромосферы как раз указанному числу $3 \cdot 10^8$. Используя это число и считая, что все атомы металлов находятся преимущественно в однажды ионизованном состоянии, мы можем подсчитать с помощью таблицы 1 число свободных электронов, которое образовано ионизацией всех атомов металлов. [Элементом, наиболее «подходящим» для такого рода подсчетов, является железо, у которого второй потенциал относительно весьма велик — $16,5 \text{ эв}$. Предположение о том, что $n(\text{Fe III}) : n(\text{Fe II}) \ll 1$, еще более обосновано, чем для кальция, однако надежных значений для $n(\text{Fe II})$ пока не имеется.] При этом получаются числа, на один-два порядка меньшие, чем значение n_e , которое находится непосредственно из наблюдений. Более того, указанное число $n_1(\text{Ca II}) = 3 \cdot 10^8$ преувеличено, так как при его нахождении не учитывался рост турбулентной скорости в хромосфере с высотой. Следовательно, должен существовать какой-то дополнительный источник электронов. Ясно, что таким источником может быть только водород. В связи со сказанным мы можем считать, что $n_e \approx n(\text{H II})$, где $n(\text{H II})$ — число протонов в 1 см^3 .

Основываясь на этих соображениях, а также на постоянстве относительного химического состава во всех слоях солнечной оболочки, мы можем рассчитать степень ионизации водорода в нижней хромосфере [33, § 31]. А именно, считая в соответствии со сказанным, что $n(\text{Ca II}) = 3 \cdot 10^8$ дает для основания хромосферы практически полное число атомов Ca в 1 см^3 , мы можем согласно таблице 1 подсчитать $n(\text{H})$ — полное число атомов водорода в 1 см^3 . С другой стороны, мы знаем $n(\text{H II}) \approx n_e$. Следовательно, мы можем сразу же оценить отношение $n(\text{H II}) : n(\text{H})$, т. е. степень ионизации водорода x_{H} для основания хромосферы. Для других высот (нижних слоев хромосферы) мы можем определить $n(\text{Ca II})$ по формуле (21.16), где β должна быть вычислена с учетом самопоглощения. Соответствующие подсчеты показывают, что в основании хромосферы величина x_{H} примерно $0,02—0,03$, а на высоте $x = 1500 \text{ км}$ она уже около $0,5$. На еще больших высотах величина x_{H} близка к единице. Таким образом, в самых нижних слоях хромосферы водород в основном нейтрален, и здесь по причине большого процентного содержания водород «поставляет» практически все свободные электроны. Однако и здесь его ионизация в сотни раз больше, чем ионизация, оцениваемая по формуле (5.11) с $T = 5000^\circ$ и $n_e \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. С ростом высоты эта аномалия растет. Ясно, что с ростом высоты равенство $n_e \approx n(\text{H II})$ ста-

новится все более и более точным, так что во всей хромосфере электроны образованы в основном ионизацией водорода.

Основой рассматриваемого метода является предположение о постоянстве химического состава всей солнечной оболочки. Для металлов сходство химического состава фотосферы и хромосферы подтверждено непосредственно наблюдениями. В частности, наличие в хромосфере тяжелых атомов, таких, как La, Ce, Pr и т. д., говорит об огромной роли перемешивающих токов и в хромосфере.

Перейдем теперь к гелию. Полное число атомов гелия в 1 см^3 для нижних слоев хромосферы можно найти тем же методом, пользуясь известными величинами $n(\text{Ca II}) \approx n(\text{Ca})$ и таблицей 1. При этом вновь считается, что химический состав хромосферы одинаков на всех высотах и тождествен химическому составу фотосферы.

Концентрацию $n(\text{He II})$ можно найти с помощью формулы (20.14). А именно, ортогелий мы можем рассматривать как некоторый элемент с потенциалом ионизации $4,7 \text{ эв}$, так как системы триплетов и синглетов гелия не комбинируют. При таком сравнительно небольшом значении потенциала ионизации (а следовательно, и потенциалов возбуждения) применение «равновесной» формулы (20.14) не должно повлечь за собой заметных ошибок, ибо аномалии начинаются с энергий порядка 10 эв . Таким образом, определив из абсолютных интенсивностей триплетов гелия величины $n_{0,k}$, мы можем согласно (20.14) определить $n_1 = n(\text{He II})$, приняв указанные выше значения для n_e и введя T примерно равной $5000\text{—}6000^\circ$.

Наконец, отношение $n(\text{He III}):n(\text{He II})$ мы можем получить, так же как и для протуберанцев, по формуле (20.18), где $n_1:n_2 = n(\text{He II}):n(\text{He III})$. При этом, конечно, следует помнить критические замечания, сделанные в отношении применимости формулы (20.18).

Основываясь на изложенном, мы можем рассчитать ионизацию гелия на различных уровнях хромосферы. Соответствующие подсчеты с использованием данных наблюдений приводят к результатам, сходным с теми, которые получены для водорода:

1) До высот в несколько тысяч километров отношение $n(\text{He}):n(\text{He II})$ составляет несколько порядков, т. е. на этих высотах гелий в основном нейтрален.

2) Находимая степень ионизации во всех слоях хромосферы выше, чем это следует из формулы ионизации (5.11). При этом избыток больше для второй, чем для первой ионизации (рост аномалии с ростом χ_r).

3) Рост ионизации с высотой происходит быстрее, чем это могло бы быть обусловлено падением n_e с высотой.

Таким образом, и для водорода и для гелия мы должны объяснить, во-первых, аномально высокую ионизацию атомов этих элементов и, во-вторых, усиление этой аномалии с ростом уровня хромосферы (те же самые аномалии должны иметь место и для ионизованных металлов, второй потенциал ионизации которых достаточно велик),

Перечисленные факты не могут быть следствием аномально высокой кинетической температуры хромосферы и роста ее с высотой, ибо, как мы видели, кинетическая температура нижних слоев хромосферы относительно невелика. Роль столкновений может быть существенной лишь во внешних слоях хромосферы.

Согласно И. С. Шкловскому указанные факты в значительной мере могут быть (так же как и в отношении протуберанцев) объяснены ионизирующей способностью ультрафиолетового излучения солнечной короны. А именно, водород в более внешних слоях хромосферы будет ионизован жестким монохроматическим излучением, заключенным в корональных линиях (Ne VIII , $\lambda = 776 \text{ \AA}$; Mg X , $\lambda = 625 \text{ \AA}$). Для гелия же как величина отношений $n(\text{He}) : n(\text{He II})$ и $n(\text{He II}) : n(\text{He III})$ у основания хромосферы, так и закон изменения их с высотой объясняются фотоионизацией «непрерывной» компонентой ультрафиолетового излучения короны, образуемой рекомбинациями свободных электронов с корональными протонами и α -частицами, а также отдельными яркими линиями в далекой ультрафиолетовой области спектра короны.

Однако ионизация корональным излучением, повидимому, не столь велика, чтобы объяснить большое отношение $n(\text{H II}) : n(\text{H I})$ для водорода в нижней хромосфере. Причиной этого является то, что оптическая толща нижней хромосферы за пределом серии Лаймана (где вероятность фотоионизации водорода максимальна) весьма высока и через эти слои соответствующее корональное излучение проходит в очень ослабленном виде.

Чем же тогда обусловлена аномально сильная ионизация водорода в нижней хромосфере? На этот вопрос пока трудно ответить. Однако необходимо указать следующую возможность. Наблюдения показывают, что хромосфера не является сплошным образованием. Она состоит из отдельных поднимающихся вверх «стеблей», что, в частности, дало основание наблюдателям сравнивать внешний вид хромосферы (рассматриваемой «сбоку») с видом горящей степи. (Это сходство подчеркивается и тем обстоятельством, что указанные «стебли» не являются стационарным образованием. Они часто меняют свой наклон по отношению к нормали, и вообще подобно грануляции тонкое строение хромосферы непрерывно меняется.) С другой стороны, наблюдения, производимые в корональных линиях (главным образом линии $5303 \text{ \AA}$) показывают, что из хромосферы в корону выбрасывается раскаленное вещество, имеющее температуру короны, т. е. порядка миллиона градусов. Вполне возможно, что это вещество и заполняет пространство между указанными хромосферными «стеблями». В силу своей небольшой плотности это «корональное» вещество не может заметно изменить общего спектра хромосферы. Однако электроны, имеющие весьма высокую среднюю кинетическую энергию, соответствующую миллиону градусов, могут проникать в хромосферные стебли (в их внешние части) и производить там аномальную иониза-

цию водорода и гелия. Однако рассматриваемая гипотеза требует дальнейшей разработки.

Б. Механизм возбуждения атомов. Рассмотрим теперь вопрос о том, какие процессы определяют свечение хромосферы в отдельных спектральных линиях.

Трудность решения данной проблемы усугубляется тем, что нам не известен фактор, вызывающий в нижних слоях хромосферы ионизацию водорода. Этот фактор должен оказывать влияние на процессы возбуждения и других атомов. Насколько данная проблема является сложной, видно из того, что интенсивность гелиевых линий во время некоторых затмений имеет максимум на определенной высоте над основанием хромосферы; вверх и вниз от этой высоты она спадает.

Мыслимы три источника хромосферного свечения: 1) рассеяние хромосферными атомами фотосферного излучения; 2) рекомбинационные процессы с последующими каскадными переходами; 3) возбуждение атомов столкновениями.

Мы можем считать, что по крайней мере в ряде случаев, особенно для водорода и гелия, основным источником свечения атомов в нижних слоях хромосферы являются рекомбинационные процессы. В пользу этого говорит достаточно интенсивное свечение хромосферного водорода за пределом серии Бальмера, которое, конечно, имеет чисто рекомбинационный характер. Кроме того, для водорода и гелия рассеяние фотосферного излучения может дать значительно меньше энергии по сравнению с наблюдаемым количеством энергии в соответствующих линиях. В то же время вследствие относительно малой T_e (и низкой n_e) столкновения в нижней и средней хромосфере не могут играть существенной роли.

Одним из главных средств для решения рассматриваемого вопроса является изучение распределения излучающих атомов по квантовым состояниям. В частности, для водорода — это вопрос об относительной интенсивности линий внутри бальмеровской (и пашеновской) серии. Находя из наблюдений последовательность отношений $I(H\alpha) : I(H\beta) : I(H\gamma) : \dots$, мы должны сравнивать эту последовательность (так называемый *декремент*) с тем, что дает та или иная теория. Последняя же должна основываться на решении уравнений типа (20.11) — (20.13). Однако и здесь имеются серьезные трудности. Во-первых, для многих переходов мы не знаем величин ρ_{ik} и C_{kf} , входящих в написанные уравнения. Во-вторых, первые члены бальмеровской серии ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$) искажены самопоглощением, точный учет которого пока еще не был проведен. (Самопоглощение в линиях $H\alpha$ и $H\beta$ приводит к тому, что их максимальные интенсивности очень мало меняются с высотой в пределах от $x = 0$ до $x = 3000 - 4000$ км). Помимо всего имеется и ряд других осложняющих обстоятельств, в частности во внешней хромосфере существенную роль в процессах возбуждения могут играть столкновения (высокая T_e) и т. д.

Для металлов относительная роль рекомбинационного свечения и рассеяния фотосферного излучения пока не совсем ясна. Повидимому, второй фактор играет более значительную роль. Так, если возбуждение атомов производится фотосферным излучением, то отношение эквивалентных ширин одних и тех же линий «обращающего слоя» и хромосферы (для хромосферы — линий излучения) не должно зависеть от потенциала возбуждения нижнего уровня линий. Измерения, проведенные В. А. Кратом (см. примечание на стр. 342) для линий Fe I и Ti II (по материалам затмения 1945 г.), показали, что такой зависимости действительно не существует.

Однако, конечно, здесь предстоит дальнейшая большая работа.

6. Равновесие хромосферы. Теперь мы должны рассмотреть вопрос о равновесии хромосферы. Мы видели, что в солнечной хромосфере, кроме сил обычной упругости нагретых газов и тяготения, действуют еще какие-то дополнительные силы, направленные от центра Солнца, т. е. наружу.

Первый же вопрос, который здесь возникает, — распространяется ли действие этих сил на всю хромосферу (и, возможно, на внешние слои фотосферы) или же оно локализовано только в некоторых ее частях. Как указал И. С. Шкловский*), имеются основания считать, что в самых нижних слоях хромосферы, до высот порядка 1000 км, роль дополнительных сил практически равна нулю.

В самом деле, те значения β , которые приведены в таблице 14, являются некоторыми средними по высоте. В то же время, как мы уже указывали, весьма часто наблюдателям приходится вводить в формулу для величины $E(x)$ два члена, так что $E(x)$ принимает вид (21.9). Соответственно меняется и вид зависимости $n(x)$ от x . По данным ряда наблюдателей [2, стр. 458, 459] соответствующую формулу для $n(x)$ можно (в среднем для многих элементов) записать так:

$$n(x) = n^0 (0,982 e^{-5,9 \cdot 10^{-8}x} + 0,018 e^{-2,6 \cdot 10^{-8}x}). \quad (21.22)$$

Вильдт по нескольким затмениям дает для Fe и Ti также сходную формулу. В среднем (учитывая ошибки наблюдений и т. п.) оказывается, что величина показателя β_1 первого члена выражений типа (21.22) близка к β_g для водорода при $T \approx 4600—5000^\circ$. Это можно истолковать так, что водород в самых нижних слоях солнечной хромосферы поддерживается обычными силами упругости нагретого газа. Металлы же вследствие перемешивания солнечных газов следуют также этому закону. Необходимо отметить, что находимые из наблюдений величины β для He и H в самых нижних слоях хромосферы могут весьма заметно отличаться от тех β , которые дают

*) И. С. Шкловский, К вопросу об аномальном распределении плотностей в хромосфере, Доклады Академии наук СССР 68, 829, 1949.

металлы. Действительно, и излучение гелия и излучение водорода является в хромосфере совершенно аномальным, так что слишком медленный спад излучения в линиях указанных элементов с высотой может быть всецело объяснен усилением роли рекомбинаций с высотой. В пользу этого говорит факт наличия максимума свечения гелия на некоторой высоте над основанием хромосферы. Ясно, что этот максимум есть результат двух противоположно действующих факторов: роста излучательной способности атомов He с высотой и убывания с высотой концентрации гелиевых атомов.

Если указанные соображения о равновесии самых нижних слоев хромосферы подтвердятся дальнейшими исследованиями, то мы сможем с полной уверенностью утверждать, что распределение фотосферных газов по высоте определяется в основном обычной упругостью нагретого газа и тяготением [уравнение (20.25)].

Все только что сказанное относится к высотам до 1000 км. Начиная же с высот порядка 1000 км, вступают в действие какие-то дополнительные силы, поддерживающие хромосферу; при этом следует еще раз подчеркнуть, что поддержку хромосферы нельзя объяснить, вводя в закон гидростатического равновесия (21.20) достаточно высокую температуру T . Мы видели, что в действительности кинетическая температура нижней и даже средней хромосферы относительно низка.

Приступим к рассмотрению природы этих сил.

Милн в качестве главной силы, поддерживающей хромосферу, вводил световое давление на атомы Ca II. Подсчеты, производимые по формуле (20.28), показывают, что световое давление на атомы Ca II во внешних слоях хромосферы практически точно уравновешивает силу тяготения на эти атомы. Однако эта теория оказалась совершенно несостоятельной по целому ряду причин и в первую очередь из-за того, что кальциевых атомов в хромосфере (как и во всех местах солнечной оболочки) в $5 \cdot 10^5$ раз меньше, чем атомов водорода. Критику теории Милна см. [10, стр. 116—117].

Целый ряд авторов связывает силы, поддерживающие хромосферу, с турбулентными процессами в последней. Исследования ширины хромосферных линий, выполнявшиеся многими наблюдателями (О. А. Мельников, В. П. Вязаницын, А. Унзольд и др.), показывают, что эти ширины обычно оказываются больше тех, которые следовало бы ожидать при наличии только тепловых движений у атомов. Отсюда был сделан вывод о том, что вещество хромосферы находится в турбулентном движении, причем средняя скорость его порядка 10—20 км/сек. О наличии турбулентных движений во внешних слоях хромосферы говорит также сложное волокнистое строение этих слоев. Имеются основания считать, что турбулентная скорость растет с высотой x . Об этом говорит тот факт, что слабые линии, излучение в которых наблюдается до высот $x \approx 1000$ км, показывают турбулентную скорость не больше 2 км/сек.

Обратимся теперь к формуле (21.20). Чем больше величина $\frac{RT}{\mu}$, т. е. чем больше квадрат средней скорости частиц, тем больше будет протяженность атмосферы при заданном противодействии силы тяжести. Если же к тепловому движению частиц присоединяется еще и турбулентное с распределением скоростей $e^{-\left(\frac{v}{v_t}\right)^2}$ (для одной компоненты), то согласно (11.29) уравнение (21.20) перейдет в следующее:

$$n(x) = n^0 e^{-\frac{gx}{\frac{RT}{\mu} + \frac{v_t^2}{2}}}. \quad (21.23)$$

В этом случае величина β экспоненциального закона (21.16) примет вид

$$\beta = g \left\{ \frac{RT}{\mu} + \frac{v_t^2}{2} \right\}^{-1}. \quad (21.24)$$

Положив в связи с большим содержанием водорода $\mu = 1$, а также $T = 4800^\circ$, $v_t = 15$ км/сек, мы получим $\beta = 1,8 \cdot 10^{-8}$ см⁻¹, что, вообще говоря, близко к величинам β , стоящим в таблице 14 В. П. Вязаницына. (Для водорода и гелия величины β , как мы указывали, искажены зависимостью излучательной способности от высоты. Кроме того, сильные линии, подобные H и K Ca II, искажены самопоглощением.)

Данный механизм поддержки хромосферных газов рассматривался рядом авторов; А. Б. Северный *) в своей работе рассматривает турбулентную скорость v_t , меняющуюся пропорционально высоте x . Вместо уравнения (7.1) он исходит из следующего уравнения равновесия:

$$\frac{d}{dx} \left(\rho v_t^2 + \frac{R}{\mu} \rho T \right) = -g_e \rho, \quad (21.25)$$

где ρv_t^2 — напряжения Рейнольдса, а g_e — эффективное ускорение силы тяжести (эффективное в том смысле, что оно учитывает возможную роль светового давления). Интегрирование (21.25) и дает зависимость плотности ρ от высоты x .

Основным в рассмотренном механизме является вопрос о природе сил, поддерживающих устойчивое турбулентное движение в хромосфере, т. е. необходимо знать, откуда черпается энергия, идущая на поддержание турбулентных движений. В своей работе о природе сил, вызывающих турбулентность хромосферы, А. И. Лебединский и

*) А. Б. Северный, О турбулентном состоянии солнечной хромосферы, Доклады Академии наук СССР 58, 1617, 1947.

Л. Э. Гуревич*), ссылаясь на недостаточность предлагавшихся ранее источников турбулентных движений, выдвигают новый механизм, где основными силами являются силы магнитного давления (см. § 18). Эти силы возникают из-за движения гранул в общем магнитном поле Солнца. При этом, однако, получается, что протяженность хромосферы зависит от напряженности общего магнитного поля Солнца. Вместе с тем, судя по имеющимся данным, магнитное поле заметно меняется со временем; это противоречит относительному постоянству высоты хромосферы.

Не отвергая полностью механизма турбулентной поддержки хромосферы, следует вместе с тем отметить и другую возможность. А именно, мы уже указывали, что хромосфера состоит из отдельных струй-стеблей, которые по своему внешнему виду подобны маленьким протуберанцам. С другой стороны, мы видели, что силы, поддерживающие протуберанцы, по всем данным носят чисто электромагнитный характер; роль же турбулентных движений в поддержке протуберанцев (по крайней мере некоторых типов) практически равна нулю. Об этом можно судить по многочисленным подклассам протуберанцев, возникающих в корональном пространстве и движущихся вниз.

Если между протуберанцами и хромосферными струями действительно имеется физическое родство (в пользу этого говорят, например, хромосферные выбросы, которые изучались в последнее время Е. Я. Бугославской, В. Робертсом и др.), то и хромосферное вещество может поддерживаться теми же силами, которые поддерживают протуберанцы.

Пока все наши заключения о хромосфере основывались на наблюдениях, проводящихся на краю солнечного диска. Теперь мы перейдем к рассмотрению хромосферных явлений, наблюдающихся в проекции на солнечный диск.

7. Физика флоккулов. Устанавливая достаточно узкую вторую щель спектрогелиографа на центр какой-либо сильной линии солнечного спектра, мы можем по спектрогелиограммам изучать хромосферу, проектирующуюся на солнечный диск, ибо центральные части некоторых наиболее интенсивных линий поглощения солнечного спектра обусловлены хромосферными слоями.

Наблюдения такого рода показывают, что потемнение диска к краю в хромосферном излучении меньше, чем в прилежащих к соответствующим линиям участках непрерывного спектра.

Однако наиболее интересным является изучение хромосферного излучения в активных местах солнечной поверхности. Отсылая читателя в отношении описательной части вопроса к соответствующим

*) Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский, Теория хромосферы, Журнал экспериментальной и теоретической физики **20**, вып. 6, 566, 1950.

в общем с факелами, то соответствующие яркие области, получающиеся на спектрогелиограммах, именуются *хромосферными факелами*. Часто их также называют *флоккулами* или *факельными площадками*.

В связи с истолкованием спектрогелиограмм в линиях H, K и H α заметим следующее важное обстоятельство. А именно, наблюдения показали, что чем ближе к центру линий устанавливается вторая щель спектрогелиографа, тем выше те слои хромосферы, излучение которых мы воспринимаем. С физической точки зрения это легко понять, если учесть, что коэффициент поглощения в линии растет к центру. Поэтому в центре линии оптическая толща хромосферных газов максимальна и из глубоких слоев хромосферы излучение к нам не доходит.

Основные вопросы, которые возникают при истолковании спектрогелиограмм в H, K и H α , следующие: каков источник избыточной энергии, излучаемой хромосферными газами в центральных частях указанных линий? Каковы причины, расширяющие линии этого дополнительного хромосферного излучения? Каково происхождение центрального минимума K $_3$ в ярком ядре K $_2$? Как флоккулы связаны с нижерасположенными факелами? Кроме этих вопросов, имеются и другие, например вопрос о происхождении водородных вихрей около солнечных пятен и т. д. Однако этих вопросов мы здесь касаться не будем.

Начнем с рассмотрения источника избыточной энергии, излучаемой флоккулами. Здесь имеются две возможности: 1) энергия, излучаемая во флоккулах, возникает в результате процессов флуоресценции; 2) хромосферные флоккулы являются областями, более нагретыми, чем соседние части невозмущенной хромосферы.

Основы теории первого механизма разработаны В. А. Амбарцумяном [10, стр. 76—80]. А именно, он первый обратил внимание на то, что для достаточно большой величины Q в формуле (14.29), вблизи центра линии существует такой интервал значений η_v , что при соблюдении неравенств $\eta_v \gg 1$ и $\eta_v \varepsilon \ll 1$ будет уже выполняться неравенство $\eta_v \varepsilon Q \gg 1$, в соответствии с чем r_v примет вид

$$r_v \approx \varepsilon \eta_v Q \frac{\frac{4}{3} \sqrt{3}}{\sqrt{\eta_v} + \frac{2}{3} \sqrt{3}} \frac{B_v(T_0)}{B_v(T_E)}. \quad (21.26)$$

Из этого выражения следует, что здесь r_v растет с ростом η_v , т. е. непрерывно растет по мере приближения к центру линии. Иначе говоря, в центре линии поглощения мы будем иметь линию излучения.

На вторую возможность — предполагающую температурную инверсию в хромосфере — указал Унзольд. В последнее время эта гипотеза рассматривалась В. А. Кратом [20, стр. 87] и др.

Очевидно, оба указанных механизма не исключают друг друга. Однако для изучения физических свойств флоккульных областей

установление того, какой из механизмов в каждом отдельном случае основной, является первоочередной задачей. Проведем, следуя Э. Р. Мустелю [35], соответствующие расчеты.

Чтобы конкретизировать задачу, мы поставим вопрос, что является основным для механизма излучения в линиях К и К и в линиях бальмеровской серии спектра флоккулов: рекомбинации или возбуждающие столкновения.

Сравним сначала излучение в линии К и линии $H\alpha$, считая в обоих случаях основным механизмом свечения рекомбинации на верхний уровень. Согласно (5.48) отношение числа захватов на соответствующие уровни будет:

$$A = \frac{[N_{f \rightarrow 2}]_K}{[N_{f \rightarrow 3}]_{H\alpha}} \approx \frac{N(\text{Ca III})}{N(\text{H II})} \cdot \frac{[\varphi(T_e)]_K}{[\varphi(T_e)]_{H\alpha}}, \quad (21.27)$$

где $N(\text{Ca III})$ — число дважды ионизованных атомов Ca над 1 cm^2 основания флоккула, $N(\text{H II})$ — соответственно число протонов. Функция $\varphi(T_e)$ — вероятность фоторекомбинаций, зависящая только от кинетической температуры электронного газа:

$$n_e \varphi(T_e) = \int_0^\infty \beta_\nu v dn_\nu, \quad (21.28)$$

причем β_ν — эффективное сечение для рекомбинаций, определяемое формулой (5.55). Заметим при этом, что в соответствии с (5.52) величина n_e в правой части (21.27) сокращается.

Ожидаемое среднее значение электронной температуры флоккулов заключается между 5000° (граничная температура фотосферы) и $10\,000^\circ$. Однако функция $\varphi(T_e)$ весьма слабо зависит от T_e ; поэтому мы не сделаем заметной ошибки, приняв $T_e = 7500^\circ$. В этом случае находится:

$$[\varphi(T_e)]_K \approx 1,68 \cdot 10^{-13}, \quad [\varphi(T_e)]_{H\alpha} \approx 5,0 \cdot 10^{-14}.$$

Иначе говоря, $A \approx 3,4 \{N(\text{Ca III}) : N(\text{H II})\}$.

Если бы потенциал ионизации у Ca II и H был одинаковым, отношение $N(\text{Ca III}) : N(\text{H II})$ во флоккуле было бы примерно равным относительному содержанию Ca и H, т. е. величине порядка $2 \cdot 10^{-6}$ — $5 \cdot 10^{-6}$. (Число нейтральных атомов Ca в хромосфере, а тем более во флоккуле ничтожно мало по сравнению с числом атомов Ca II.) В действительности этот потенциал у Ca II на $\Delta\chi = 1,7$ эв меньше, чем у водорода, и, следовательно, Ca II должен быть более сильно ионизован, чем водород. Однако ясно, что в данном случае степень ионизации Ca II не может (из-за относительной малости разности $\Delta\chi = 1,7$ эв) более чем на порядок и в самом крайнем случае на два превосходить степень ионизации водорода. Но тогда отношение A будет примерно равно 10^{-3} . Следовательно, если бы свечение в линии К определялось

рекомбинационными процессами, яркость линии $H\alpha$ на три порядка превосходила бы яркость линии K , что противоречит наблюдениям, ибо обе эти яркости одного порядка. Таким образом, излучение в линии K_2 во флоккулах должно определяться столкновениями атомов $Ca II$ с электронами. То, что здесь мы не имеем дела с рекомбинациями, подтверждается и другими расчетами.

Оценим приближенно температурные условия, необходимые для создания наблюдаемого излучения в линии K_2 (или H_2). В состоянии равновесия число возбуждающих столкновений $N_{1 \rightarrow 2}^{ct}$ должно равняться числу выходящих из того же объема квантов $N_{2 \rightarrow 1}$. Пусть числа $N_{1 \rightarrow 2}^{ct}$ и $N_{2 \rightarrow 1}$ отнесены к столбику, расположенному над 1 см^2 основания флоккула. Тогда согласно общей формуле (8.21) будем иметь:

$$N_{1 \rightarrow 2}^{ct} = N_1(Ca II) n_e \bar{q}_{12} \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{\epsilon_{12}}{kT_e} \right) e^{-\frac{\epsilon_{12}}{kT_e}}, \quad (21.29)$$

где $N_1(Ca II)$ — число атомов $Ca II$ в первом состоянии также над 1 см^2 основания флоккула, $\bar{q}_{12}$ — среднее эффективное сечение для возбуждающих столкновений, которое мы пока примем равным 10^{-16} см^2 , и, наконец, ϵ_{12} — энергия возбуждения. Величину $N_{2 \rightarrow 1}$ мы можем определить непосредственно из наблюдений. Последние показывают, что интенсивность излучения в линии K_2 слабо зависит от угла ϑ . Иначе говоря, эта интенсивность практически постоянна по всему диску:

$$N_{2 \rightarrow 1} \approx 4\pi \int I_\lambda \frac{d\lambda}{h\nu}, \quad (21.30)$$

причем интегрирование распространено по всей линии K_2 (или H_2).

Определение $N_1(Ca II)$ по измеренному контуру линии K_2 может быть произведено согласно формуле (20.3), которая в предположении постоянства отношения $P_\nu = j_\nu : s_\nu$ имеет вид:

$$I_\nu = \bar{P}_\nu (1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (21.31)$$

или при независимости s_ν от глубины

$$I_\nu = \bar{P}_\nu (1 - e^{-N \bar{s}_\nu}). \quad (21.32)$$

Коэффициент поглощения $\bar{s}_\nu$ для линий K_2 и H_2 определяется в основном эффектом Доплера. При этом следует рассмотреть два крайних случая: 1) излучение в линиях K_2 и H_2 образуется преимущественно в низких слоях хромосферы; 2) оно образуется в высоких слоях хромосферы. В первом случае мы турбулентностью можем пренебречь, и ширина $\Delta\lambda_D$ определяется чисто тепловыми движениями. Во втором случае следует учесть и турбулентные

движения, скорости которых, как уже говорилось, равны по порядку 15 км/сек.

В первом случае «подгонка» теоретической формулы (21.32) к наблюдениям дает числа $N_1(\text{Ca II}) \approx 10^{16} - 2 \cdot 10^{16}$. Во втором случае получается $N_1(\text{Ca II}) \approx 2 \cdot 10^{13}$.

Для n_e в качестве максимального значения мы можем принять число $5 \cdot 10^{11}$. Уже $n_e \approx 10^{12}$ соответствует слабым хромосферным вспышкам, а $n_e \approx 3 \cdot 10^{12}$ — сильным.

Далее, T_e во флоккулах не может заметно превышать 7500° . Действительно, повышение температуры хромосферы (ее нижних и средних слоев) до $10\,000^\circ$ привело бы, особенно вблизи максимума солнечной деятельности, когда площадь, занимаемая флоккулами, иногда всего на порядок меньше общей площади солнечного диска, к исключительно сильному увеличению ионизации ионосферы, к резкому увеличению радиоизлучения и т. д. Поэтому мы возьмем пока $T_e = 7500^\circ$.

Принимая все указанные числа, находим, что при $N_1(\text{Ca II}) = 2 \cdot 10^{16}$ величина $N_{1 \rightarrow 2}^{\text{ст}} = 2,5 \cdot 10^{18}$, а при $N_1(\text{Ca II}) = 2 \cdot 10^{13}$ она же равна $2,5 \cdot 10^{15}$. С другой стороны, для среднего флоккула с центральной остаточной интенсивностью линий K_2 и H_2 около 0,3 мы для $N_{2 \rightarrow 1}$ на основании (21.30) находим число 10^{18} . Из сравнения полученных данных вытекает, что, во-первых, кальциевые флоккулы располагаются в нижних слоях хромосферы со слабой турбулентностью (легко показать, что тот же вывод сохранился бы и при принятии бесконечно большой температуры), во-вторых, температура $T_e \approx 7500^\circ$ вполне достаточна для создания необходимого излучения в линиях K_2 и H_2 .

Первый из указанных выводов согласуется с непосредственными измерениями, дающими для залегания K_2 -флоккулов высоту 1300 км. Что же касается второго вывода, то здесь можно сказать следующее. Существующие данные свидетельствуют о том, что у щелочноземельных элементов, к группе которых принадлежат атомы Ca II , величина $\bar{q}$ для резонансных линий значительно больше обычного газокинетического сечения, равного по порядку 10^{-16} см^2 , и может достигать значений $10^{-15} - 10^{-14} \text{ см}^2$. В этом случае температура T_e , необходимая для создания наблюдаемого излучения в линии K_2 , значительно понижается вплоть до значений $5000 - 6000^\circ$. Эти температуры по целому ряду соображений, повидимому, гораздо ближе к действительности, чем температура 7500° .

Обратимся теперь к вопросу о происхождении центральных линий K_3 и H_3 . Их наличие должно быть связано с быстрым убыванием величины P_v во флоккуле наружу. В том, что это действительно ведет к появлению темного ядра, легко убедиться путем непосредственных вычислений, основанных на формуле (20.3). Этот вывод согласуется с уже приводившимися результатами Вальдмейера (см. § 19), нашего, что в факелах, т. е. непосредственно под флоккулами,

величина P , также убывает наружу, начиная со средней оптической толщи $\tau \approx 0,6$. Таким образом, флоккулы и факелы оказываются связанными не только близостью расположения друг к другу, но и общим тепловым режимом.

Рассмотрим теперь вопрос о том, что определяет излучение в линии $H\alpha$ спектра флоккулов. Этот вопрос является гораздо более сложным, чем тот же вопрос для линий H_2 и K_2 Ca II. Действительно, для сравнения роли рекомбинаций и возбуждающих столкновений мы должны знать величину $N_1(H)$ — число нейтральных атомов водорода в основном состоянии над 1 см^2 основания флоккула. (Число возбуждающих столкновений со второго уровня очень мало.) В то же время определение этой величины связано, как легко понять, с большими трудностями. Если нижний уровень флоккула примерно совпадает с нижним уровнем невозмущенной хромосферы, то расчеты показывают, что рекомбинации и возбуждающие столкновения при $T_e \approx 7500^\circ$ играют для создания излучения в $H\alpha$ примерно одинаковую роль. Однако, мы видели, что T_e во флоккулах, повидимому, ниже, чем 7500° . В этом случае роль рекомбинаций должна быть более значительной, чем роль возбуждающих столкновений. Это, возможно, и объясняет подчас весьма различный вид флоккулов, снятых в линиях $H\alpha$ и K_2 . О том, что для линии $H\alpha$ основным фактором являются рекомбинации, а не столкновения, говорят также и следующие соображения:

1) Высокая центральная остаточная интенсивность линии $H\alpha$ в обычных невозмущенных частях солнечного диска (около 0,20) без сомнения — результат рекомбинаций. Возбуждающие столкновения в нижних и средних слоях хромосферы не могут играть существенной роли (относительно низкие T_e и n_e). Это говорит о том, что вообще в хромосфере (и в ее «возмущенных» частях) рекомбинации должны быть одним из основных факторов.

2) Даже в невозмущенных частях Солнца ионизация хромосферы является аномально высокой, еще больше она в области флоккулов. В согласии же с формулой (19.16) это означает, что за пределом серии Лаймана величина Q выражения (14.30) может быть весьма большой. Одновременно для линии $H\alpha$ должно быть относительно большим и e (в то время как для линий H и K эта величина, как мы видели, является чрезвычайно малой). Следовательно, здесь роль захватов на третий уровень должна быть действительно большой.

Обратимся теперь к последнему вопросу — о происхождении повышенной кинетической температуры во флоккулах и аномальной ионизации водорода.

Можно было бы считать, что эти явления связаны с аномально высоким корональным излучением над факелами (и флоккулами). Аномально высокое ультрафиолетовое излучение короны ионизует хромосферный водород, что в свою очередь ведет и к поднятию кинетической температуры электронов. Однако, мы должны иметь

в виду, что с флоккулами физически связаны и нижерасположенные факелы, для которых указанная «ультрафиолетовая» теория не может считаться соответствующей действительности, ибо оптическая толща факелов в ультрафиолетовой области спектра очень велика.

В противоположность вышесказанному можно предположить, что аномальные условия во флоккулах, аномальный температурный градиент в факелах (лучистое и конвективное равновесие там отсутствуют), аномальная ионизация Ca II и других элементов в факелах — все это является результатом залегания в указанных областях высоконагретого коронального вещества, которое сосуществует с низкотемпературным веществом хромосферы. Влияние коронального вещества на низкотемпературное должно проявляться сильнее всего для высоких энергий возбуждения и ионизации, что и имеет место в действительности. Такое сосуществование двух различных «фаз» состояния вещества наблюдается, например, в протуберанцах. Указанная гипотеза согласуется с тем, что как раз над факельными областями монохроматическое излучение короны значительно усилено.

8. Хромосферные вспышки. В заключение настоящего параграфа остановимся кратко на вопросе о хромосферных вспышках. *Хромосферной вспышкой* называется почти внезапное усиление яркости отдельных участков солнечной поверхности, наблюдаемое чаще всего в линии H α , но проявляющееся также в некоторых других линиях солнечного спектра, например в линиях He I, Ca II, Fe II, Si II, Ti II, Sr II, Sc II и т. д.) Очень редко в области вспышки наблюдается и усиление непрерывного спектра.

Вспышки появляются в области, занимаемой яркими флоккулами, и притом, как правило, вблизи солнечных пятен. Площадь, занимаемая вспышкой, в разных случаях различна, достигая 0,005 поверхности солнечного диска.

Повидимому, чаще всего вещество, создающее явление вспышки, локализуется в пределах хромосферы. Однако возможно, что во многих случаях вещество вспышки располагается над хромосферой (в виде «протуберанца»).

Рост яркости у вспышки является весьма быстрым, сопровождаясь (за некоторыми исключениями) более медленным спадом.

Контур линии H α в спектре вспышки представлен на рис. 51. Этот рисунок соответствует вспышке умеренной яркости. В случае сильных вспышек яркость центрального обращения может в полтора или два с лишним раза превышать яркость прилежащего непрерывного спектра.

Изучение спектров вспышек показало, что яркое обращение в H α и в других линиях не смещено по отношению к нормальному положению соответствующих линий. Иначе говоря, светящееся вещество во вспышке не обладает заметной скоростью по лучу зрения. Возможно, что в некоторых случаях происходит движение вещества над фотосферой в самый ранний период возникновения вспышки, но

краткость этого периода создает большие трудности для наблюдений *). Вспышки являются неподвижными образованиями и в горизонтальной плоскости.

Из области, занимаемой достаточно яркой вспышкой, обычно выбрасывается протуберанец (или несколько), который может быть причислен к классу возвратных протуберанцев. А именно, появившись, выброшенное вещество движется вверх с большой скоростью до некоторой высоты, после чего возвращается вниз вдоль той же траектории. В проекции на диск это вещество в лучах $H\alpha$ видно как темное пятно на фоне более яркого диска. Однако иногда выброс вещества не сопровождается его возвратом.

Яркие хромосферные вспышки обычно сопровождаются резким замиранием слышимости на коротких радиоволнах. Кроме того, если вспышка находится в центральной части диска Солнца (отстоит от центра солнечного диска не более чем на 45°) и если она достаточно ярка, то примерно через сутки после появления вспышки наблюдаются возмущение магнитного поля Земли и нарушения радиосвязи.

После краткого вводного замечания рассмотрим некоторые вопросы физики хромосферных вспышек. Вначале мы рассмотрим линии бальмеровской серии в спектре вспышек.

Наблюдения показывают, что в спектре достаточно сильных вспышек практически все линии бальмеровской серии обнаруживают яркое обращение. Наиболее сильным оно оказывается в линии $H\alpha$. В очень ярких вспышках это обращение в $H\alpha$ распространяется на большой диапазон длин волн, так что полная ширина «крыльев» обращения доходит до $16 \text{ \AA}$. На рис. 58, а представлен контур излучения в линии $H\alpha$ для большой хромосферной вспышки 5/VIII 1949 г., полученный А. Б. Северным и Э. Р. Мустелем по спектрам, снятым ими в Крымской астрофизической обсерватории. Этот контур («красная» половина его) получен вычитанием интенсивностей излучения в линии $H\alpha$ спектра невозмущенных частей солнечной поверхности из наблюдаемых во вспышке. Мы видим, что крылья линии $H\alpha$ в излучении доходят до $6-7 \text{ \AA}$, считая от центра линии. Линии $H\beta$, $H\gamma$, ... в спектрах вспышек значительно уже. На рис. 58, б представлены контуры линий излучения $H\epsilon$, $H2$ в спектре той же вспышки. Полная ширина $H\epsilon$ здесь всего около $2-3 \text{ \AA}$. Буквой (H) отмечено излучение, создаваемое в линии H возвратным протуберанцем, выброшенным из вспышки.

В соответствии с изложенными фактами возникают два основных вопроса: во-первых, чем определяется столь большое расширение линии излучения $H\alpha$ во вспышках и, во-вторых, почему линии излучения $H\beta$, $H\gamma$, ... уже, чем линия $H\alpha$. Э. Р. Мустель и А. Б. Север-

*) Один из таких случаев см. H. Dodson and R. Mac Math The limb flare of may 8, 1951, *Astrophysical Journal* 115, 78, 1952.

ный*) показали, что крылья линии $H\alpha$ в излучении обусловлены обычными процессами затухания вследствие излучения, в то время как расширение линий $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$, ... обусловлено эффектами Доплера и Штарка. Это предположение полностью объясняет контуры

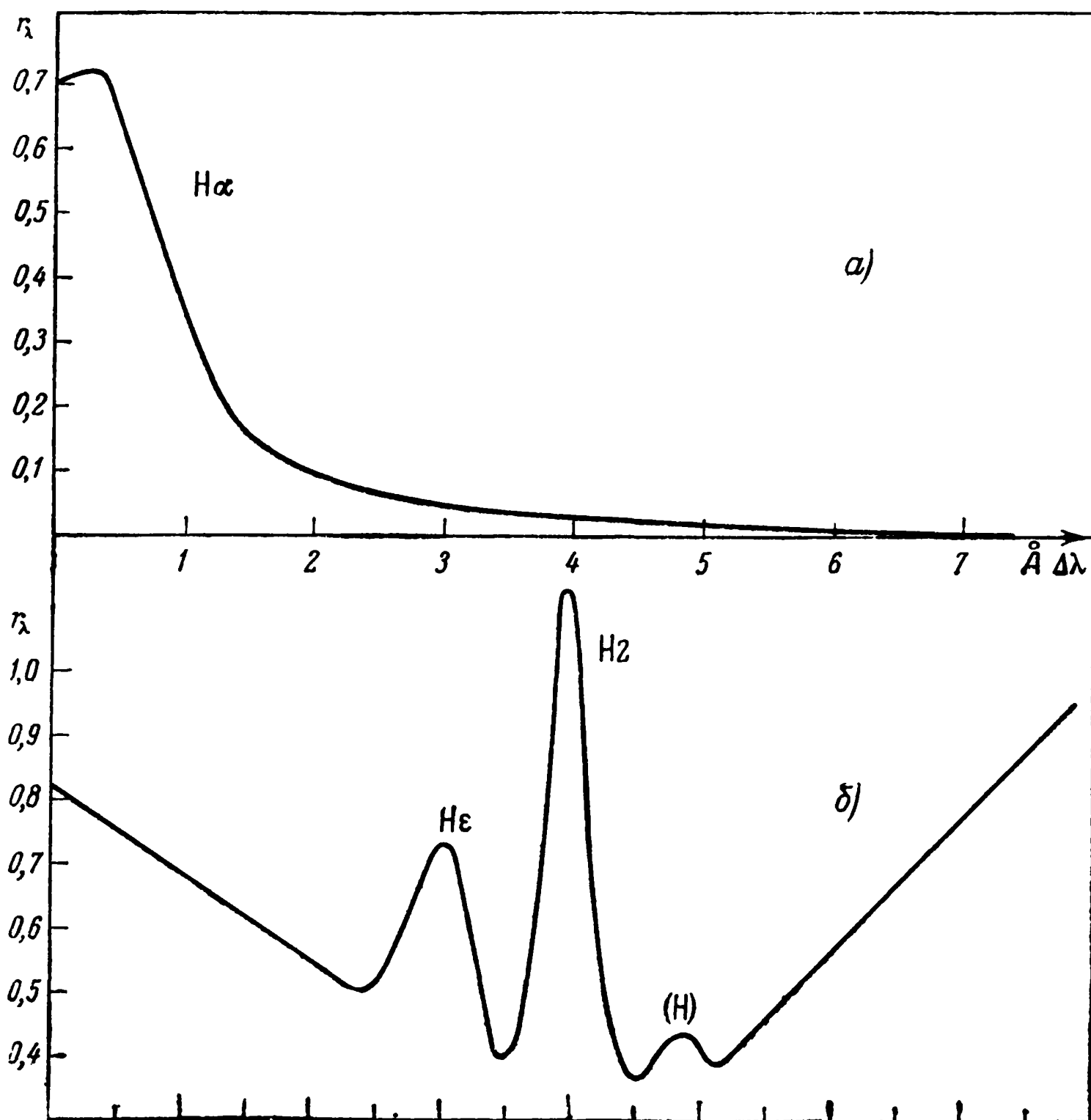


Рис. 58.

всех указанных линий в спектре вспышки (за исключением центров линий $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$, где предположение о постоянстве величины P_ν с глубиной вносит существенные ошибки). При этом оказалось необходимым учесть самопоглощение в центральных частях линий, которое особенно сильно для линии $H\alpha$.

*) Э. Р. Мустель и А. Б. Северный, Исследование спектров большой хромосферной вспышки на Солнце, Доклады Академии наук СССР 80, 867, 1951.

Теоретические контуры были подсчитаны по формуле (21.32). В случае затухания и эффекта Доплера (для $H\alpha$) коэффициент s , определяется формулой (11.39), в которую как параметр входит величина $\Delta\nu_D$.

С другой стороны, для линий $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$ величина s , определяется совместным действием эффектов Доплера и Штарка *). Таким образом, совокупность контуров излучения $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$, ... мы должны объяснить подбором трех параметров: N_2 , n_e и $\Delta\nu_D$, где N_2 — число атомов водорода во втором возбужденном состоянии над 1 см^2 нижнего основания вспышки.

Для вспышки 5/VIII 1949 г. оказалось, что в самых ярких местах $N_2 = 1,3 \cdot 10^{16}$, $n_e \approx 3 \cdot 10^{12}$, а $\Delta\nu_D$ оказалась соответствующей температуре $T \approx 11\,000^\circ$.

Зная абсолютную интенсивность излучения в линиях $H\alpha$, $H\beta$, ..., мы можем определить и N_3 , N_4 , ..., т. е. число излучающих атомов в соответствующих квантовых состояниях. Рассмотрим в качестве примера линию $H\alpha$.

Согласно (20.1) интегральная интенсивность в линии $H\alpha$ будет определяться так:

$$I_{23} = \frac{N_3 A_{32} h \nu_{23}}{4\pi}, \quad (21.33)$$

причем здесь подразумевается случай с отсутствием самопоглощения.

Если процессы излучения (как и поглощения) определяются затуханием вследствие излучения и эффектом Доплера, то закон, дающий распределение излучаемой энергии I_{23} по частоте, будет определяться формулой (11.39). Согласно тому, что говорилось в связи с этой формулой, искомый закон для случая $a \ll 1$ будет иметь вид

$$\varphi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \left[e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2} + \frac{\delta_{ik}}{\sqrt{\pi}} \frac{\Delta\nu_D}{(\nu - \nu_0)^2} \right], \quad (21.34)$$

Причем

$$\int_0^\infty \varphi(\nu) d\nu = 1. \quad (21.35)$$

Таким образом, величина I_ν для какой-либо частоты ν будет:

$$I_\nu = \frac{N_3 A_{32} h \nu_{23}}{4\pi \sqrt{\pi} \Delta\nu_D} \left[e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D}\right)^2} + \frac{\delta_{ik}}{\sqrt{\pi}} \frac{\Delta\nu_D}{(\nu - \nu_0)^2} \right]. \quad (21.36)$$

*) Таблица значений s , для линий $H\alpha$ — $H\delta$ см. S. Verweij, The stark effect of hydrogen in stellar spectra. Publ. Astron. Inst. Amsterdam, № 5, 1936.

Для крайних частей крыльев первый член не играет никакой роли. В этом случае I_ν будет иметь вид

$$I_\nu = \frac{N_3 A_{32} h \nu_{23}}{4\pi^2} \frac{\delta_{ik}}{(\nu - \nu_0)^2}. \quad (21.37)$$

Следовательно, находя из наблюдений I_ν в крыльях, мы можем определить и величину N_3 . Для вспышки от 5/VIII 1949 г. таким путем было найдено $N_3 \approx 3 \cdot 10^{14}$, что примерно на два порядка больше, чем в обычной хромосфере.

Сравнение энергий, излучаемых в линии H α , во вспышке и в хромосфере показывает, что превышение этой энергии во вспышке является непосредственным результатом увеличения n_e , что в соответствии с (21.21) влечет за собой увеличение числа процессов рекомбинаций. Таким образом, во вспышке мы имеем дело просто с усиленной ионизацией водорода.

Поскольку в ярких вспышках число N_2 оказывается очень большим, постольку вспышки излучают в линии L α весьма много энергии, которой вполне достаточно, чтобы произвести наблюдаемые изменения в состоянии земной ионосферы. Кроме того, интенсивность и ширина линии L α в ярких вспышках таковы, что из области вспышек должны под действием светового давления выбрасываться водородные атомы и притом с большой скоростью (до 1000—3000 км/сек).

Энергия, излучаемая вспышкой в ультрафиолетовой области спектра, может ионизовать атомы в окружающем слое. Это непосредственно подтверждено результатами Э. Р. Мустеля и А. Б. Северного *).

Вопрос о происхождении вспышек пока остается неясным. Однако можно наметить две возможности: 1) Вспышка является своего рода электрическим разрядом в хромосфере; это ведет к увеличению электронной температуры и к повышенной ионизации водорода. 2) Вспышка является внезапным поднятием коронального вещества снизу в хромосферу и усиленной ионизацией хромосферы в области вспышки (см. то же самое в отношении флоккулов). Какая из этих двух гипотез больше отвечает действительности, — пока трудно сказать. Для этого требуются дальнейшие исследования.

§ 22. Корона и радиоизлучение Солнца

1. **Общее описание и спектры.** Самая внешняя и наиболее протяженная часть атмосферы Солнца — *корона* — долгое время могла наблюдаться только во время полных затмений. Это объясняется тем, что поверхностная яркость короны примерно в миллион раз меньше, чем яркость фотосферы. На фотографиях корона имеет сложную

*) Э. Р. Мустель и А. Б. Северный, Спектрофотометрия хромосферных вспышек, Известия Крымской астрофизической обсерватории 5, 3, 1950.

структуру. Как показал А. П. Ганский, форма короны зависит от фазы цикла солнечной активности: в максимуме корона почти равномерно окружает диск Солнца, в минимуме — сильно сплюснута у полюсов. Общая яркость короны согласно В. Б. Никонову и Е. К. Никоновой *) также меняется вместе с фазой. Для короны характерна лучистая структура: выделяются *полярные лучи*, похожие формой на силовые линии намагниченной сферы, мощные *прямые лучи* над факелами с хромосферными выбросами в основаниях, *лучи над пятнами*, отклоняющиеся у основания в стороны от пятен и снова сближающиеся вверху. Протуберанцы обычно окружены системой куполообразных оболочек, над которыми поднимаются *шлемовидные лучи*. Последние в свою очередь разбиваются на *струи*, между которыми находится менее плотное вещество. Структура короны детально исследовалась советскими учеными [38], [39].

Цвет короны в целом близок к цвету Солнца, однако Г. А. Тихов установил, что внешние части короны по сравнению с фотосферой (за исключением лучей) слегка красноваты.

Спектр внутренних частей короны является непрерывным спектром, на который накладываются яркие линии; в настоящее время известно 24 корональных линии.

Распределение энергии в непрерывном спектре короны весьма близко к распределению энергии в непрерывном спектре Солнца. Из ярких линий особенно выделяется зеленая линия $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ и в отдельных областях красная линия $\lambda = 6374 \text{ \AA}$. Эти линии настолько ярки, что Лио в 1930 г. удалось, выделив их, осуществить наблюдения внутренних частей короны вне затмения. Во время наблюдений были приняты тщательные меры по уменьшению рассеянного света Солнца в инструменте, причем сам коронограф помещался на горе для уменьшения помех от света, рассеянного в атмосфере.

Внезатменные наблюдения показали, что зеленая и красная линии сильны в отдельных областях короны, названных *зелеными* и *красными областями*, которые концентрируются около активных областей Солнца, причем хорошо заметна их связь с пятнами и другими образованиями на поверхности Солнца. В более высоких широтах ($\varphi > 60^\circ$) зеленая линия наблюдается редко, а у полюсов исчезает и красная.

Во внешних частях короны (на расстоянии 0,2—0,3 $R_\odot$ от поверхности Солнца) линии излучения по сравнению с непрерывным спектром слабеют, появляются линии поглощения, имеющие примерно ту же ширину, что и в спектре Солнца, но гораздо меньшую глубину. Эмпирически было найдено, что спектр короны может рассматриваться как наложение двух спектров: фраунгоферовой составляющей, в ко-

*) В. Б. Никонов и Е. К. Никонова, Абсолютная электрофотометрия солнечной короны во время полного солнечного затмения 9 июля 1945 г., Известия Крымской астрофизической обсерватории, I, 83, 1947.

торой линии поглощения имеют ту же глубину, что и в спектре Солнца, и нефраунгоферовой, в которой линий поглощения нет совсем.

Распределение энергии в нефраунгоферовой составляющей спектра близко к распределению энергии в непрерывном спектре Солнца, обнаруживая в фиолетовой области спектра некоторое уменьшение интенсивности. Излучение короны частично поляризовано. В настоящее время считается твердо установленным, что нефраунгоферово излучение короны вызвано рассеянием света фотосферы свободными электронами. Известно, что свободный электрон рассеивает в данном направлении долю ds_e падающего на него излучения:

$$ds_e = \frac{e^4}{2m^2c^4} (1 + \cos^2\theta) d\omega. \quad (22.1)$$

Полное эффективное сечение, или коэффициент рассеяния, равно:

$$s_e = \int ds_e = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2, \quad (22.2)$$

так что s_e не зависит от длины волны. Рассеянный свет будет поляризован полностью, если угол отклонения кванта от первоначального направления — угол рассеяния — $\theta = 90^\circ$, и не поляризован, если $\theta = 0$ или 180° . При других значениях θ поляризация будет частичной.

С удалением от поверхности Солнца θ приближается к 90° и поляризация нефраунгоферовой составляющей увеличивается.

Корона состоит из ионизованных газов, в целом нейтральных, ибо из-за высокой проводимости атмосферы Солнца сколько-нибудь значительный объемный заряд не может существовать. Отрицательные заряды электронов в точности компенсируются положительными зарядами ионов, главным образом протонов, поскольку атмосфера Солнца в основном состоит из водорода. О химическом составе короны мы будем говорить ниже.

Отсутствие линий поглощения в спектре внутренней короны объясняется замыванием, вызванным большим доплеровским уширением при рассеянии света на быстро движущихся электронах.

Действительно, каждый электрон рассеивает излучение неселективно, если он неподвижен относительно источника (Солнца) и наблюдателя. Если электрон движется, то частота рассеянного света будет отличаться от частоты падающего излучения на величину, определяемую скоростью электрона относительно Солнца и наблюдателя. Для замывания слабых линий достаточна скорость, соответствующая граничной температуре Солнца, т. е. 5000° , однако, Г. А. Шайн [37] показал, что во внутренней короне не наблюдается даже следов сильнейших линий H и K Ca II. Для такого замывания, как легко подсчитать, необходима дисперсия скоростей электронов, соответствующая кинетической температуре больше $600\,000^\circ$.

Фраунгоферова составляющая излучения короны обусловлена рассеянием солнечного света небольшими твердыми пылинками, движу-

щимися в межпланетном пространстве. Рассеяние солнечного света на этих пылинках образует зодиакальный свет. В непосредственной близости от Солнца эти пылинки испаряются и не могут существовать. Наблюдаемое, несмотря на это, увеличение яркости фраунгоферовой составляющей короны к Солнцу (во внутренней короне фраунгоферова составляющая, несмотря на большую яркость, не наблюдается, так как яркость электронной составляющей возрастает там в гораздо большей степени) объясняется особым характером рассеяния [4, стр. 68]. Индикатриса рассеяния имеет резкий максимум в направлении падающего на пылинку света, поэтому мы видим свет, рассеянный пылинками, лежащими между Солнцем и Землей. Чтобы «увидеть» пылинки, находящиеся на большом угловом расстоянии от Солнца, мы должны уловить свет, рассеянный под большим углом, а «эффективное сечение» такого рассеяния очень мало.

Подобная теория хорошо объясняет наблюдаемые свойства фраунгоферовой компоненты излучения короны: независимость яркости от позиционного угла, медленное падение яркости с расстоянием, слегка красноватый по сравнению с солнечным цвет, отсутствие поляризации, — и в настоящее время является общепринятой. Таким образом, самой короной излучается только нефраунгоферова составляющая, и в дальнейшем мы будем говорить только о ней.

2. Электронная концентрация. Естественно поставить задачу определения концентрации электронов, дающих наблюдаемую яркость непрерывного спектра короны. К сожалению, имеется мало наблюдений короны, годных для фотометрической обработки.

Баумбах изучил фотометрические материалы 10 затмений и получил усредненное по всем наблюдениям и по позиционным углам распределение яркости короны (включая фраунгоферову составляющую) в зависимости от ρ — расстояния от центра диска в долях солнечного радиуса.

Это распределение представлено эмпирической формулой

$$I(\rho) = \frac{0,0532}{\rho^{2,5}} + \frac{1,425}{\rho^7} + \frac{2,565}{\rho^{17}}. \quad (22.3)$$

За единицу принята одна миллионная доля яркости центра солнечного диска. Поскольку распределение энергии в непрерывном спектре Солнца и короны весьма близко, соотношение (22.3) справедливо для всех частот в видимой области спектра.

Яркость короны сильно зависит как от фазы цикла солнечной активности, так и от позиционного угла, поэтому (22.3) дает лишь приближенную среднюю величину $I(\rho)$.

Поверхностная яркость (интенсивность) $I(\rho)$ и коэффициент излучения единицы объема $j(r)$ связаны интегральным уравнением

$$I(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} j(r) dy, \quad (22.4)$$

если считать корону сферически симметричной и рассеяние изотропным (т. е. пренебречь зависимостью ds_e от θ). Решая интегральное уравнение (22.4), подобное уравнению (21.6), но учитывающее большую протяженность короны, находим для $j(r)$ выражение

$$j(r) = \frac{0,0304}{r^{3,5}} + \frac{1,452}{r^8} + \frac{4,157}{r^{18}}. \quad (22.5)$$

В то же время $j(r)$ можно записать в виде

$$j(r) = s_e R_\odot n_e(r) \int \frac{I_\odot d\omega}{4\pi}. \quad (22.6)$$

Множитель $R_\odot$ (радиус Солнца в сантиметрах) появился в правой части из-за того, что мы в качестве единицы длины использовали солнечный радиус. Интегрирование должно распространяться по φ от 0° до 2π , а по второй сферической координате ψ от 0° до ψ_0 — половины угла, под которым видно Солнце из точки P , удаленной от его центра на расстояние r . Для интенсивности падающего излучения $I_\odot$ принимается выражение (4.34), учитывающее потемнение солнечного диска к краю

$$I_\odot = I_\odot^0 (1 - u + u \cos \theta). \quad (22.7)$$

Проделав ряд вычислений, Баумбах получил для $n_e(r)$ следующую формулу:

$$n_e(r) = \frac{1}{R_\odot \frac{8\pi e^4}{3m^2 c^4}} \times \frac{0,0304}{r^{3,5}} + \frac{1,45}{r^8} + \frac{4,16}{r^{18}} \times \frac{1}{2} I_\odot^0 \left\{ (1-u) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{r^2}} \right) + \frac{1}{2} u \left[1 - r \left(1 - \frac{1}{r^2} \right) \ln \sqrt{\frac{r+1}{r-1}} \right] \right\}, \quad (22.8)$$

которую, положив $u = 0,8$ (фотографическая область спектра), он заменил более простой интерполяционной формулой

$$n_e(r) = 10^8 \left(\frac{0,036}{r^{1,5}} + \frac{1,55}{r^6} + \frac{2,99}{r^{16}} \right). \quad (22.9)$$

Мы видим, что плотность в короне падает с расстоянием очень медленно.

Данные Баумбаха подверглись далее ряду исправлений. Ван де Холст исключил из общей яркости короны фраунгоферову составляющую, не относящуюся к короне, и вычислил $n_e(r)$ с новым значением $I(\rho)$. Во внешней короне отличие его результатов от прежних довольно значительно.

А. Ф. Богородский и Н. А. Хинкулова *) провели вычисление $n_e(r)$ с учетом того, что ds_e зависит от θ . Расчет представил большие математические трудности, и мы не будем излагать его подробно.

Элемент короны объемом в 1 см^3 , находящийся в точке P (рис. 59), получая от элемента dS фотосферы излучение $I_\odot d\omega$, рассеивает в единицу телесного угла по направлению к наблюдателю количество энергии, равное

$$\frac{e^4}{2m^2c^4} n_e(r) I_\odot (1 + \cos^2 \theta) \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (22.10)$$

Полное количество энергии, рассеиваемое единицей объема короны в единицу телесного угла по направлению к наблюдателю, получим интегрированием:

$$j(r) = \frac{e^4}{2m^2c^4} n_e(r) R \int I_\odot (1 + \cos^2 \theta) \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (22.11)$$

причем интегрирование идет в пределах телесного угла, под которым видно Солнце из данной точки короны.

Это уравнение аналогично (22.6).

Используя (22.4) и решая сложные интегральные уравнения, авторы нашли значения $n_e(r)$, приведенные во втором столбце таблицы 15.

Отличие этих результатов от результатов Ван де Холста достигает 30% в сторону увеличения n_e . Однако и эти данные представляют собой все-таки грубое приближение, так как в действительности

плотность короны меняется и со временем и с позиционным углом.

Ван де Холст, опираясь на работу В. Б. Никонова об изменении полной яркости короны, постарался от этих приближений освободиться. Он рассматривает отдельно «максимальную» и «минимальную» короны, считая отношение их полных яркостей равным 1,84. Он считает «максимальную» корону сферически симметричной, а «минимальную» — состоящей из экваториальной части, занимающей 0,7 лимба, и из полярных частей.

Критически рассмотрев исходные данные Баумбаха и используя отношения яркостей экваториальной и полярной областей короны,

*) А. Ф. Богородский и Н. А. Хинкулова, О распределении электронной плотности в солнечной короне, Публикации Киевской астрономической обсерватории, № 4, 3, 1950.

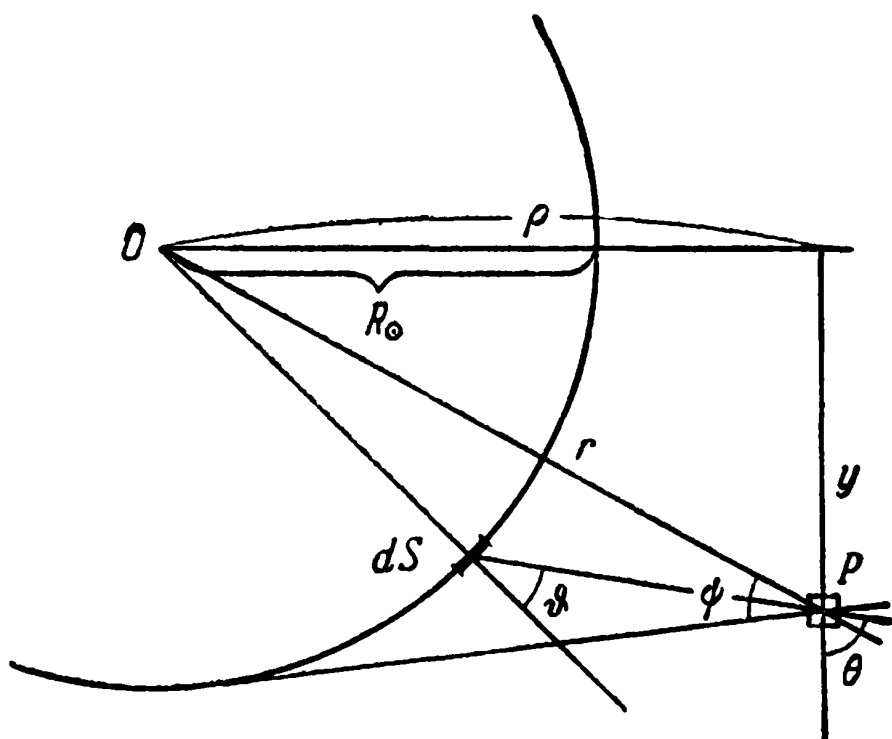


Рис. 59.

полученные во время затмения 1923 г., Ван де Холст выводит из этих данных яркость «максимальной» короны и экваториальной части «минимальной» короны. Фраунгоферова составляющая свечения была исключена, а на основе измерений фотографий затмения 1900 г. он получил закон падения яркости с ρ для полярной области.

Из всех этих данных Ван де Холст вычислил $n_e(r)$ для «максимальной» короны и для экваториальной и полярной частей «минимальной» короны. При вычислениях учитывалась зависимость s_e от θ . Результаты приведены в третьем, четвертом и пятом столбцах таблицы 15.

Таблица 15

r	Корона со сферически симметричным распределением плотности	«Макси- мальная» корона	«Минимальная» корона	
			эквато- риальная	полярная
1,00	$519 \cdot 10^6$	$227 \cdot 10^6$	$403 \cdot 10^6$	$174 \cdot 10^6$
1,03	—	178	316	127
1,06	—	132	235	87,2
1,1	156	90,0	160	53,2
1,2	74	39,8	70,8	16,3
1,3	41,4	21,2	37,6	5,98
1,5	18,3	8,3	14,8	1,41
1,7	8,8	4,0	7,11	0,542
2,0	3,36	1,58	2,81	0,196
2,6	0,73	0,374	0,665	0,040
3,0	—	0,176	0,313	0,017
4,0	—	0,050	0,090	0,004

Систематическая разница между данными Богородского-Хинкуловой и Ван де Холста объясняется, повидимому, тем, что Ван де Холст, не зная о последнем наблюдении Никоновых, давшем очень малую общую яркость минимальной короны 1945 г., принял слишком малое значение для отношения яркостей максимальной и минимальной корон. Кроме того, Ван де Холст не использовал наблюдений 1940 г., когда яркость короны была гораздо больше, чем средняя яркость минимальной короны, принятая им. Кроме n_e , Ван де Холст подсчитал степень поляризации для короны в максимуме и минимуме в зависимости от ρ . Сравнение с наблюдениями показывает совпадение в ходе зависимости; количественные расхождения объясняются, повидимому, вышеуказанными причинами.

Аномальная протяженность короны долгое время не была объяснена. Если бы корона находилась в гидростатическом равновесии при граничной температуре Солнца, ее протяженность измерялась бы сотнями километров. В 1947 г. Альфвен, допустив (позже это было подтверждено рядом исследований), что корона все-таки находится в гидростатическом равновесии, вычислил температуру T_k по наблюдаемому

распределению плотности, считая корону состоящей из ионизованного водорода. Он получил для T_k значение около $T_k = 1\,000\,000^\circ$, причем во внешней короне температура медленно падает с расстоянием. Вкратце его рассуждения таковы.

Условие гидростатического равновесия без учета светового давления можно записать в виде

$$\frac{dp}{dr} = -gp. \quad (22.12)$$

Так как корона согласно указанной гипотезе состоит только из атомов водорода и притом целиком ионизованных, то полное число частиц в 1 см^3 равно $2n_e$. Поэтому

$$p = 2n_e kT, \quad \rho = n_e m_H. \quad (22.13)$$

Из этих формул нетрудно определить температуру по наблюдаемой плотности короны. Учет наличия в короне других элементов (гелия и т. д.) меняет результат незначительно.

3. Отождествление корональных линий. Долгое время линии излучения внутренней короны приписывались гипотетическому элементу коронию. Однако по мере заполнения таблицы Менделеева усилились попытки отождествить эти линии с линиями уже известных элементов. В 1939 г. Гротриан нашел, что волновые числа запрещенных переходов между подуровнями основного состояния F X и F XI близки к волновым числам двух корональных линий. После этого Эдлен [4, стр. 7] провел большую работу по отождествлению других корональных линий. Он получил в искровом разряде на вакуумном спектрографе в далекой ультрафиолетовой области спектры высокоионизованных элементов. При этом, определив длины волн разрешенных линий и построив по этим линиям схемы термов, он из готовой схемы термов определил длины волн запрещенных переходов между близкими уровнями. Таким образом, еще две линии были отождествлены с переходами Ca XII и Ca XIII. Линии более высокоионизованных элементов экспериментально получить не удалось, и Эдлен прибегнул к теоретическому экстраполированию величины расщепления в мультиплетах различных изоэлектронных рядов (рядов ионов с увеличивающимся атомным номером и степенью ионизации, у которых число электронов одинаково). Таким путем были определены разности термов высокоионизованных ионов и сопоставлены с наблюдаемыми длинами волн.

При этом 19 линий из 24 были отождествлены с линиями высокоионизованных ионов (линия 5694,4, как показал И. С. Шкловский [33, § 14], была отождествлена неверно; в таблице она считается неотожествленной). Полный список корональных линий с их отождествлением дан в таблице 16.

Во втором, третьем и четвертом столбцах таблицы даны результаты измерений относительных интенсивностей линий во время затме-

ний (Гротриан и Г. А. Шайн [37]) и вне затмения (Лио). В шестом столбце даны коэффициенты вероятностей переходов, в седьмом— потенциал возбуждения исходного уровня (линия 7059,6 Å образуется при переходах между подуровнями второго состояния) и в восьмом— потенциал ионизации, относящийся к предшествующей стадии ионизации.

Т а б л и ц а 16

λ	Интенсивность			Отождествление	Aсек ⁻¹	ε _{r, k}	χ _r
	Грот-риан	Шайн	Лио				
3328	1,0	—	—	Ca XII 2s ² 2p ⁵ 2P _{1/2} — 2P _{3/2}	488	3,72	589
3388,1	16	—	—	Fe XIII 3s ² 3p ² 1D ₂ — 3P ₂	87	5,96	325
3454,1	2,3	—	—	—	—	—	—
3601,0	2,1	—	—	Ni XVI 3s ² 3p 2P _{3/2} — 2P _{1/2}	193	3,44	455
3642,9	—	—	—	Ni XIII 3s ² 3p ⁴ 1D ₂ — 3P ₁	18	5,82	350
3800,8	—	—	—	—	—	—	—
3986,9	0,7	4,7	—	Fe XI 3s ² 3p ⁴ 1D ₂ — 3P ₁	9,5	4,68	261
4086,3	1,0	1,0	—	Ca XIII 2s ³ 2p ⁴ 3P ₁ — 3P ₂	319	3,03	655
4231,4	2,6	3,5	—	Ni XII 3s ² 3p ⁵ 2P _{1/2} — 2P _{3/2}	237	2,93	318
4311	—	—	—	—	—	—	—
4359	—	—	—	Ar XIV 2s ² 2p 2P _{3/2} — 2P _{1/2}	108	2,84	682
4567	1,1	—	—	—	—	—	—
5116,0	4,3	—	2,2	Ni XIII 3s ² 3p ⁴ 3P ₁ — 3P ₂	157	2,42	350
5302,9	100	100	100	Fe XIV 3s ² 3p 2P _{3/2} — 2P _{1/2}	60	2,34	355
5446	—	—	—	—	—	—	—
5536	—	—	—	Ar X 2s ² 2p ⁵ 2P _{1/2} — 2P _{3/2}	106	2,24	421
5694,4	—	—	1,2	—	—	—	—
6374,5	8,1	40,9	18	Fe X 3s ² 3p ⁵ 2P _{1/2} — 2P _{3/2}	69	1,94	233
6701,8	5,4	7,7	2,0	Ni XV 3s ² 3p ² 3P ₁ — 3P ₀	57	1,85	422
7059,6	—	—	2,2	Fe XV 3s 3p 3P ₂ — 3P ₁	—	31,7	390
7891,9	—	—	13	Fe XI 3s ² 3p ⁴ 3P ₁ — 3P ₂	44	1,57	261
8024,2	—	—	0,5	Ni XV 3s ² 3p ² 3P ₂ — 3P ₁	22	3,39	422
10746,8	—	—	55	Fe XIII 3s ² 3p ² 3P ₁ — 3P ₀	14	1,15	325
10798,0	—	—	35	Fe XIII 3s ² 3p ² 3P ₂ — 3P ₁	9,7	2,30	325

Подтверждением правильности отождествления Эдлена может служить следующее обстоятельство. Лио разделил наблюдаемые линии на группы так, что линии одной группы показывают в данный момент сходное распределение вдоль лимба Солнца. Независимо от него Г. А. Шайн *) разбил линии на группы по одновременному усилению или ослаблению интенсивности во время различных затмений. Несмотря на то, что принципы разделения на группы совершенно различны, состав групп оказался примерно одним и тем же. Это означает, что интенсивность линий зависит от физических условий, а не от химического состава, причем линии одной группы в одинаковых физических

*) Г. А. Ш а й н. Об интенсивности эмиссионных линий в спектре короны, Доклады Академии наук СССР 58, 767, 1947.

условиях ведут себя одинаковым образом. Сравнение этих групп с таблицей 16 показало, что ионы каждой группы имеют близкие между собой потенциалы ионизации, от которых зависят степень ионизации атомов и поведение линии.

Почему в короне могут наблюдаться запрещенные линии? Для их появления необходимы, во-первых, малая плотность вещества (чтобы интервал между двумя последовательными ударами второго рода для одного иона был больше времени жизни иона в соответствующем метастабильном состоянии) и, во-вторых, малая плотность излучения, переводящего атом с метастабильного уровня вверх. Первое условие выполняется в короне, так как вероятности запрещенных переходов сравнительно велики. Второе условие выполняется благодаря тому, что для возбуждения иона с метастабильного уровня в более высокие, неметастабильные состояния требуется большая энергия порядка десятков электрон-вольт, а интенсивность солнечного излучения в далекой ультрафиолетовой области мала.

В чем заключается причина столь высокой степени ионизации?

4. Ионизация атомов в короне. В настоящее время можно считать твердо установленным, что исключительно высокая ионизация атомов во внутренней короне объясняется высокой кинетической температурой, достигающей миллиона градусов.

Отсутствие линий поглощения в спектре внутренней короны и малый градиент плотности также говорят о высокой температуре короны.

Линии излучения в короне имеют полуширину около $0,5 \text{ \AA}$.

Поскольку линии являются «запрещенными» ($\Delta l = 0$), естественная ширина их (δ_{ik}) чрезвычайно мала и может не приниматься во внимание. Скорости движений вещества в короне не превышают $5\text{—}10 \text{ км/сек}$ и также не могут объяснить наблюдаемой полуширины линий. Поэтому последняя объясняется только тепловым движением и соответствует температуре более $1\,000\,000^\circ$.

Наконец, наблюдения радиоизлучения Солнца, о которых мы будем говорить в конце параграфа, также свидетельствуют о высокой кинетической температуре короны.

Огромная разность между температурой солнечного излучения в короне и кинетической температурой короны объясняет резкое отклонение короны от состояния термодинамического равновесия и своеобразие физических процессов в ней. Распределение атомов по состояниям ионизации и возбуждения должно быть получено не из термодинамических формул, а из условия стационарности соответствующих элементарных процессов (числа прямых и обратных процессов равны).

Для водорода, имеющего только одно состояние ионизации, условие стационарности имеет вид

$$Z_{\text{ф. и}} + Z_{\text{ст. ион}} = Z_{\text{ф. рек}} + Z_{\text{ст. рек}}, \quad (22.14)$$

где значения первых трех членов даны уравнениями (8.9), (8.18) и (8.26). Число тройных ударов ($Z_{\text{ст. рек}}$) из-за малой плотности короны мало, и им можно пренебречь. Сравнение двух членов левой части [их отношение дается (8.23)] показывает, что в условиях короны $Z_{\text{ст. ион}} \gg Z_{\text{ф. и}}$, если $\chi_r > 7-8$ эв.

Таким образом, в короне ионизация столкновениями уравнивается рекомбинациями с излучением кванта; эти процессы не являются взаимно обратными, следовательно, формула ионизации здесь не должна быть формулой Саха. В частности, в эту формулу не входит концентрация свободных электронов n_e , ибо как число актов ионизаций электронным ударом, так и число актов рекомбинаций пропорциональны n_e . Кроме того, формула ионизации будет различной для разных атомов, так как характер и величина эффективных сечений ионизации столкновением $q_{r,k}(v)$ зависят от особенностей строения атома. Ионизацию водорода и металлов в короне рассмотрел И. С. Шкловский [33, стр. 208].

Обратимся к ионизации водорода. Сечение ионизации атома водорода, находящегося в основном состоянии, производимой быстрым электроном (энергия которого значительно превышает потенциал ионизации), известно из квантовой механики и равно:

$$q_0(v) = \frac{2\pi e^4}{m_e v^2 \chi_0} 0,285 \ln \left(\frac{2m_e v^2}{0,04 \chi_0} \right). \quad (22.15)$$

Подставляя $q_0(v)$ в (8.18), интегрируя по частям и заменяя $\frac{1}{2} m_e v_k^2$ через χ_0 , получаем:

$$Z_{\text{ст. ион}} = n_e n_0 2 \left(\frac{2\pi m_e}{k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} 0,285 \frac{e^4}{m_e \chi_0} \left[e^{-\frac{\chi_0}{k T_e}} \ln 100 + Ei_1 \left(\frac{\chi_0}{k T_e} \right) \right], \quad (22.16)$$

где интегральный логарифм $Ei_1 \left(\frac{\chi_0}{k T_e} \right)$ определяется через (6.35); ионизацию с возбужденных уровней не учитываем, так как возбуждение водорода в условиях короны мало. Величина $Z_{\text{ф. рек}}$ определяется уравнением (8.26), где β_v в соответствии с (5.55) и (5.24) равно:

$$(\beta_v)_k = \frac{g_{0,k} v^2 h^2}{u_1 c^3 m_e^2 v^3} \frac{32\pi^2 e^6 R}{3 \sqrt{3} c h^3 v^3 k^5} g'. \quad (22.17)$$

Здесь $g_{0,k} = 2k^2$, v — частота, излучаемая при рекомбинации, связанная со скоростью электрона v соотношением (5.8), $u_1 = 1$ для ионизованного водорода, $R = \nu_1$ — частота предела лаймановской серии — определяется выражением (5.25).

Подставляя все величины в (8.26), пренебрегая вынужденными рекомбинациями $\left(\frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \rho_v \ll 1 \right)$ и используя равенство $\chi_{0,n} = \frac{\chi_0}{n^2}$,

можно привести это уравнение к виду

$$Z_{\phi, \text{рек}} = n_e n_1 K T_e^{-\frac{3}{2}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^3} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{m_e v^2}{2kT_e}}}{\frac{\chi_0}{n^2 k T_e} + \frac{m_e v^2}{2kT_e}} d\left(\frac{\chi_0}{n^2 k T_e} + \frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) =$$

$$= n_e n_1 K T_e^{-\frac{3}{2}} \sum_{n=1}^{\infty} e^{\frac{\chi_0}{n^2 k T_e}} n^{-3} Ei_1\left(\frac{\chi_0}{n^2 k T_e}\right), \quad (22.18)$$

где

$$K = \frac{2^4}{3\sqrt{3}\pi} \frac{8\pi^2 e^2 R^2}{m_e c^3} \frac{h^3}{(2\pi m_e k)^{\frac{3}{2}}} = 3,2 \cdot 10^{-6}. \quad (22.19)$$

Для высших членов серии вынужденными рекомбинациями нельзя пренебрегать, однако значение суммы определяется в основном первыми слагаемыми.

Подставляя (22.16) и (22.18) в (22.14), используя (5.25) и равенство $\chi_0 = hR$, находим формулу ионизации для водорода:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{3\sqrt{3}}{2^7\pi^5} \frac{0,285}{m_e^{10}} \frac{c^3 h^5 k T_e}{e^{10}} \frac{e^{-\frac{\chi_0}{kT_e} \ln 100 + Ei_1\left(\frac{\chi_0}{kT_e}\right)}}{\sum_{n=1}^{\infty} e^{\frac{\chi_0}{n^2 k T_e}} n^{-3} Ei_1\left(\frac{\chi_0}{n^2 k T_e}\right)}. \quad (22.20)$$

Как мы уже говорили, ионизация не зависит от n_e . При $T_e = 625\,000^\circ$ $\frac{n_1}{n_0} \approx 10^6$, при $T_e = 1\,560\,000^\circ$ $\frac{n_1}{n_0} \approx 3 \cdot 10^6$. Если бы ионизация определялась формулой Саха с $T = T_e$, то $\frac{n_1}{n_0}$ было бы больше почти в 10^6 раз, а при $T = 5000^\circ$ $\frac{n_1}{n_0} = 0,07$.

Для атома со многими электронами, например для Fe, условия ионизационного равновесия имеют вид системы уравнений, каждое из которых выражает равенство чисел элементарных процессов, приводящих к появлению и исчезновению атомов данной степени ионизации.

В этих уравнениях, как и в (22.15), можно пренебречь тройными ударами, фотоионизацией (для всех стадий ионизации, кроме первой), ионизацией столкновениями с возбужденных уровней.

В уравнения входят эффективные сечения ионизации электронным ударом. Задача усложняется тем, что для высокоионизованных атомов энергия ионизации больше средней тепловой энергии электрона, так что ионизация производится «медленными» электронами, а для этого случая точные значения эффективного сечения не известны.

Воспользуемся основанной на классических соображениях формулой

$$q_r(v) = \frac{\pi e^4}{\frac{m_e v^2}{2}} \frac{1}{\frac{m_e v_1^2}{2} + \chi_r}, \quad (22.21)$$

где v — скорость ударяющего электрона, v_1 — скорость электрона, оторванного от атома. В нашем случае $\frac{1}{2} m_e v_1^2 \ll \chi_r$. Эта формула дает примерно то же значение для $q_r(v)$, как и приближенная квантовомеханическая формула, и приближенно совпадает с данными опытов для гелия.

Для числа рекомбинаций примем выражение

$$Z_{\Phi. \text{ рек}} = n_e n_{r+1} K T_e^{-\frac{3}{2}} Z^4 \sum_{n=n_1}^{\infty} e^{\frac{Z^2 h R}{n^2 k T_e}} n^{-3} E i_1 \left(\frac{Z^2 h R}{n^2 k T_e} \right), \quad (22.22)$$

являющееся обобщением (22.18) на случай водородоподобного иона с зарядом ядра Ze .

В действительности рассматриваемые нами ионы не являются водородоподобными. В этом случае величина Ze может рассматриваться как некоторый эффективный заряд, действующий на внешний электрон. Вообще применение (22.22) к неводородоподобному иону может привести к заметным ошибкам. Однако основная часть рекомбинаций приходится на возбужденные уровни. Последние же являются практически водородоподобными. Численное решение системы уравнений стационарности для Fe и Ni показывает, что каждому значению T_e соответствует определенная стадия ионизации, наиболее часто встречающаяся.

При $T_e = 600\,000^\circ$ железо в основном будет находиться в состоянии Fe X, при $T_e = 1\,200\,000^\circ$ — Fe XIV. Таким образом, «красным» и «зеленым» корональным областям соответствуют вышеуказанные температуры. То, что иногда наблюдения показывают в одном и том же месте короны усиление как красной, так и зеленой линий, объясняется тем, что луч зрения последовательно проходит через зеленые и красные области. Наблюдения показывают, что области свечения Ni XIII и Ni XV в основном совпадают с областями свечения соответственно Fe XIII и Fe XIV. Это объясняется тем, что числа соответствующих ионов в данной стадии ионизации достигают максимума при одинаковых температурах.

Б. Химический состав короны. Корона прозрачна для собственного монохроматического излучения, так как коэффициент поглощения для запрещенных линий мал и общая оптическая толщина короны в этих линиях на много порядков меньше единицы. Таким образом, по интенсивности линий излучения мы можем судить о полном числе атомов, излучающих данную линию. Расчеты, относящиеся к хими-

ческому составу короны, впервые проведены И. С. Шкловским [33, гл. III].

Пусть $I_\lambda(\rho)$ будет энергия, излучаемая с 1 см^2 проекции короны в единицу телесного угла, проинтегрированная по всей линии. Наблюдения обычно дают эквивалентную ширину линий излучения, отнесенную к соседнему непрерывному спектру той же части короны — $\Delta\lambda(\rho)$, т. е. интервал близлежащего непрерывного спектра, в котором содержится та же энергия, что и в линии. Зная распределение интенсивности непрерывного спектра $I(\rho)$, определяемое (22.3) (при этом исключать фраунгоферову составляющую свечения не нужно, так как $\Delta\lambda$ относится ко всему непрерывному спектру), находим $I_\lambda(\rho) = \Delta\lambda(\rho) I(\rho)$. Интегральное уравнение, аналогичное (22.4), позволяет вычислить коэффициент излучения $j_\lambda(r)$, который в свою очередь определяет число атомов, находящихся в исходном состоянии $n_k(r)$:

$$4\pi j_\lambda(r) = n_k(r) (A_{ki} + \rho \nu_{ik} B_{ki}) h \nu_{ik}. \quad (22.23)$$

Для всех имеющихся спектрофотометрических наблюдений монохроматического излучения короны были вычислены $n_k(r)$. В результате получается, что при $r=1,2$ $n_k(r)$ имеет величину от нескольких десятых до десятков атомов в 1 см^3 для различных ионов.

Далее перейдем от числа возбужденных атомов к числу всех атомов в данном состоянии ионизации.

Для этого нужно рассмотреть различные механизмы возбуждения. Прежде всего надо учесть возбуждение электронным ударом. Число таких возбуждений $Z_{\text{ст. возб}}$ определяется формулой типа (8.18), где $q_{r,k}(v)$ означает эффективное сечение возбуждения. Вычисление таких сечений для небольших относительных скоростей — задача исключительно трудная. Воспользуемся формулой для возбуждения подуровней одной и той же конфигурации O III, рассчитанной в предположении связи Рессела-Саундерса [40, стр. 8]. Поскольку в короне также производится возбуждение подуровней основного состояния, можно как первое приближение допустить, что основная особенность O III — большое значение $q_{r,k}(v)$, в десятки раз превышающее газокинетическое, — имеет место и для корональных ионов. Сравнение теории с наблюдениями позволит проверить это предположение. Населенность возбужденного уровня зависит как от возбуждений ударом, так и от рекомбинаций с каскадными переходами на данный уровень.

Легко видеть, что $Z_{\text{ст. возб}} > Z_{\text{ст. ион}}$, поскольку $(q_{r,k})_{\text{возб}} > (q_r)_{\text{ион}}$; поэтому рекомбинации на возбужденные уровни, число которых меньше $Z_{\text{ст. ион}}$, можно не учитывать — они редки по сравнению с прямыми возбуждениями.

В короне (в отличие от туманностей) нельзя пренебрегать возбуждениями, происходящими при поглощении излучения, идущего от фотосферы. Непосредственное вычисление (величины B_{ik} известны) показывает, что для линий $\lambda = 5303$ и $\lambda = 6374 \text{ \AA}$ фотовозбуждения

будут преобладать при $r > 2R_{\odot}$, где n_e уже значительно меньше, чем во внутренней короне, а поток излучения уменьшается не так сильно.

В таком случае коэффициент излучения для всей линии $j_{\lambda}(r)$ во внутренней короне будет пропорционален $n_e n_{r,1}$, а во внешней — $n_{r,1}$. Если ионизация (определяемая T_e) и относительное содержание Fe не меняются с высотой, то $n_{r,1}$ пропорционально числу атомов водорода в 1 см^3 и, следовательно, пропорционально n_e . Это значит, что во внутренней короне $j_{\lambda}(r) \sim n_e^2$, а во внешней $j_{\lambda}(r) \sim n_e \sim j(r)$. Наблюдения действительно показывают, что, начиная с $r = 2,2 R_{\odot}$ (как приблизительно следовало из расчета), $j(r)$ для $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ и для «белого» света пропорциональны. Это подтверждает правильность принятой величины $(q_{r,k})_{\text{возб}}$.

Зная механизмы возбуждения, можно рассчитать распределение атомов по состояниям возбуждения и перейти от $n_{r,k}$ к n_r . Имея данные о линиях атомов, находящихся в нескольких состояниях ионизации, и вычислив, исходя из теории ионизации, числа атомов, находящихся в «невидимых» состояниях ионизации (отдельно для красных и зеленых областей), можно определить химический состав. Концентрацию H дает $n_e(r)$.

Оказалось, что относительное содержание Fe и H постоянно по всей толще короны и близко к содержанию этих элементов в обрабатываемом слое.

Этот вывод очень важен; он показывает, что в короне элементы перемешаны, что там нет диффузионного равновесия, при котором более тяжелые атомы опускаются в нижние слои. Повидимому, это перемешивание вызвано медленными турбулентными движениями в короне. Естественно допустить, что в промежуточных слоях солнечной атмосферы — в хромосфере и в протуберанцах — элементы также перемешаны.

6. Ультрафиолетовое излучение короны и хромосферы. Излучение короны не обрывается за пределами видимого спектра, а простирается в обе стороны от него [33, гл. V]. Прежде всего это будет излучение за пределами главных серий H, He, He II и других атомов вследствие рекомбинаций. Оно определяется формулой (8.38).

Кроме того, будет возникать излучение при свободно-свободных переходах. Его интенсивность зависит только от плотности и от скоростей частиц и определяется для водорода формулой

$$4\pi j_{\nu} d\nu = n_1 n_e \frac{kK}{2RT_e^2} g^{\text{II}} e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} d\nu. \quad (22.24)$$

[Выражение (22.24) для частного случая термодинамического равновесия можно получить из (5.65) и (3.10).] Второй источник излучения (свободно-свободные переходы) для H в условиях короны, т. е. для очень высокой кинетической температуры, примерно в три

раза эффективнее первого. Корона из-за высокой степени ионизации прозрачна даже для излучения за лаймановским пределом. Поэтому ее излучение целиком выходит наружу.

Таким образом, интенсивность непрерывного излучения короны пропорциональна $P = \int_0^\infty n_1 n_e dy = \int_0^\infty n_e^2 dy$ (см. рис. 59). На краю диска, где луч зрения касается поверхности, P максимально и яркость максимальна. Структура короны (наличие струй и лучей, неравномерность плотности вдоль лимба) увеличивает P при той же средней электронной плотности, а следовательно, увеличивает и яркость. На расстоянии Земли интегральный поток ультрафиолетового излучения водорода в интервале от ν_1 до $\nu = \infty$ H_1 равен $4 \cdot 10^{-2}$ эрг/см²сек. Аналогичные расчеты показали, что излучение, вызванное He, в 1,4 раза больше, чем вызываемое H. Роль излучения остальных элементов ничтожна.

Кроме непрерывного спектра, корона имеет также линейчатый спектр в ультрафиолетовой области. Он возникает при разрешенных переходах между возбужденным и основным уровнями ионов Fe, Ni при электронных ударах. Каждое возбуждение электронным ударом приводит к излучению кванта; число их определяется формулой типа (8.18), так что j_λ для монохроматического излучения также пропорционально $n_r n_e \sim n_e^2$. Сечение возбуждения быстрыми электронами (тепловая энергия электрона около 120 эв) равно:

$$(q_{r, k})_{\text{возб}} = \frac{2\pi e^4}{mv^2 \epsilon_{r, k}} f_{0, k} \ln \left(\frac{2mv^2}{\epsilon_{r, k}} \right), \quad (22.25)$$

где $f_{0, k}$ — сила осциллятора перехода (для резонансных линий близка к 1).

Приведем данные для ряда элементов, достаточно обильных на Солнце. Например Ne VIII (этого состояния Ne достигает в «красных» областях) и Mg X (зеленые области) имеют резонансные дублетные переходы 776—768 и 625—610 Å соответственно. Поскольку в большей части короны наблюдается либо красная, либо зеленая линии, можно рассчитать полное излучение энергии в обеих парах ультрафиолетовых линий, проинтегрировав величину $4\pi j_\lambda = h\nu Z_{\text{от. возб}}$ по всему объему короны. Таким образом, мы полагаем, что в каждой точке короны излучается либо линия Ne VIII, либо линия Mg X.

Задавая относительное содержание Mg и Ne, найдем для полного количества монохроматического излучения, образующегося во всей короне за 1 сек., величину $E = 6 \cdot 10^{27}$ эрг/сек. Если половина излучения возвращается на Солнце, то поток жесткого монохроматического излучения на расстоянии Земли R_1 равен:

$$H_2 = \frac{1}{2} \frac{E}{4\pi R_1^2} \approx 1 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}. \quad (22.26)$$

Оказывается, что монохроматическое ультрафиолетовое излучение создает поток примерно того же порядка величины, как монохроматическое излучение короны в линиях $\lambda = 5303$ и $\lambda = 6374$ Å. Величина H_2 достаточна для того, чтобы объяснить наблюдаемую ионизацию верхних слоев земной атмосферы. О ионизации хромосферы и протуберанцев излучением короны мы уже говорили.

Верхние слои хромосферы, где водород практически полностью ионизован, также должны испускать ультрафиолетовое излучение, вызванное рекомбинациями на основной уровень. Роль свободно-свободных переходов при низкой кинетической температуре хромосферы не существенна.

Если ионизация хромосферы производится только излучением короны, то хромосфера играет как бы роль рефлектора, «отражающего» часть идущего вниз излучения; поток от нее в таком случае меньше, чем от короны. Если же температура отдельных участков верхней хромосферы (выше уровня 7000—8000 км) превышает $20\,000^\circ$ и, таким образом, определяет ионизацию, то излучение этих участков также будет достаточно для ионизации земной атмосферы.

Энергия ультрафиолетового излучения и большей части видимого монохроматического излучения короны черпается из тепловой энергии электронного газа. В туманностях убыль ее пополняется за счет излучения центральной звезды. В короне эта возможность исключена вследствие низкой температуры фотосферы, и нужно искать другой источник. И. С. Шкловский выдвинул предположение, что источником нагрева служат токи, возникающие под действием электрических полей (например, индукционного). Выделяемое ими тепло q определяется формулой (18.37). Эта энергия должна компенсировать, с одной стороны, поток энергии излучения $4\pi j_\lambda = n_e^2 \Psi(T_e)$, с другой, — поток энергии вследствие теплопроводности в нижние слои атмосферы и во внешние слои короны.

Количество выделяемого тепла равно

$$q = \lambda E^2 = n_e^2 \Psi(T_e) - \gamma \frac{d^2 T_e}{dr^2}, \quad (22.27)$$

где γ — коэффициент теплопроводности электронного газа, $\Psi(T_e)$ — некоторая функция T_e .

По формуле (22.27) можно подсчитать, что для поддержания температуры короны на наблюдаемом уровне требуется поле с напряженностью $E \approx 10^{-8}$ в/см, причем величины обоих слагаемых в правой части одного порядка. Столь малая величина напряженности поля, необходимого для нагрева, объясняется малой теплоотдачей короны благодаря малой величине n_e и малому градиенту температуры.

В хромосфере n_e в тысячи раз больше, и поэтому даже более сильные поля вызывают сравнительно слабый нагрев. Возникает вопрос, почему температура короны всегда приблизительно постоянна, хотя поля могут меняться в сотни и даже тысячи раз. Кроме того, непо-

нятно, почему T_e убывает к границам короны, хотя n_e , а следовательно, и отдача тепла там меньше. Как показал С. Б. Пикельнер [41], это объясняется поверхностным эффектом охлаждения короны вследствие вылета из нее (диссипации) наиболее быстрых частиц, имеющих скорость больше параболической. Вылет частиц происходит главным образом из слоя $1,75 < r < 2,75$; из более глубоких слоев вылет затруднен сопротивлением среды, а в более высоких слоях мало столкновений, «создающих» быстрые частицы. Диссипация пропорцио-

нальна доле быстрых частиц, т. е. $e^{-\frac{mv_\infty^2}{2kT_e}}$, где v_∞ — скорость, необходимая для преодоления сопротивления и гравитации («параболическая» скорость). С ростом T_e эта доля быстро увеличивается. Диссипация является как бы терморегулятором. Если в каком-либо месте короны температура поднимается выше $1\,500\,000^\circ$, теплопроводность передает часть энергии $\gamma \frac{d^2 T_e}{dr^2}$ в более высокие слои, откуда вследствие диссипации эта часть энергии уходит в пространство. Впервые расчет диссипации частиц из короны с учетом высокой кинетической ее температуры провел В. А. Крат *).

Таким образом, не случайно тепловые скорости протонов в короне сравнимы с параболической скоростью (это легко подсчитать). Это же обстоятельство объясняет большую протяженность короны, зависящую от близости тепловой и параболической скоростей протонов. На других звездах несомненно должны существовать те же механизмы нагрева, так как Солнце является «рядовой» звездой. Верхний предел температуры короны определяется соотношением тепловой и параболической скоростей (т. е. массой и радиусом звезды). Например, в короне звезды класса gK5 $T_e \approx 160\,000^\circ$, у звезды класса cV3 $T_e \approx 2,7 \cdot 10^6$. Распределение плотности в короне звезды будет подобно распределению плотности в короне Солнца, если принять за единицу измерения протяженности короны радиус звезды; так, у гигантов должна быть очень протяженная корона. Ультрафиолетовое излучение такой короны может вызвать наблюдаемое аномальное возбуждение атомов с большим потенциалом возбуждения, например атомов водорода.

7. Радиоизлучение Солнца. До последнего времени все наблюдения излучения небесных тел проводились в частотах, примыкающих к видимой области спектра, от $\lambda = 2900 \text{ \AA}$ до сравнительно далеких инфракрасных лучей. Этот участок с коротковолновой стороны ограничен поглощением слоя озона земной атмосферы, с длинноволновой — полосами поглощения паров воды. Кроме того, чувствительность приемников излучения для $\lambda > 30\,000 \text{ \AA}$ очень мала. Однако имеется

*) В. А. Крат, Положительный заряд Солнца, Доклады Академии наук СССР 55, 207, 1947.

другое «окно» прозрачности для волн от 1 см до 12 м — *ультра-короткие радиоволны*.

Появление достаточно чувствительных и направленных радиолокационных устройств позволило обнаружить излучение Галактики и Солнца и в этом диапазоне. Интенсивность излучения можно измерять условной величиной, *радиотемпературой* — $T_{\text{рад}}$, равной температуре черного тела тех же угловых размеров, излучающего такой же поток в той же частоте. Радиотемпература Солнца на волнах от 1 до 10 см растет от 10 000 до 20 000° с увеличением длины волны и почти не меняется со временем. На волнах с $\lambda = 50$ см радиотемпература Солнца измеряется сотнями тысяч градусов. При длине волны 1 м радиотемпература сильно меняется со временем, особенно в годы максимума солнечной активности, достигая изредка значений 10^{18} градусов. $T_{\text{рад}}$ на этих волнах никогда не опускается ниже 10^6 градусов, а в годы минимума почти постоянно держится у этого значения. Целесообразно разделить излучение метрового диапазона на *спокойную*, или *тепловую*, и *спорадическую* (меняющуюся со временем) составляющие.

Тепловое излучение было исследовано И. С. Шкловским и независимо от него В. Л. Гинзбургом. Коэффициент поглощения радиоизлучения в ионизованном газе определяется свободно-свободными переходами [см. формулу (5.65)], причем $T = T_e$. Действительно, величина

$e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ в формуле (5.65) фактически равна отношению чисел атомов в верхнем и нижнем квантовых состояниях. Ослабление пучка лучей в данном направлении определяется разностью между собственно поглощаемой энергией (коэффициент B_{ik}) и той энергией, которая излучается атомами в том же направлении под действием падающих на атомы квантов (коэффициент B_{ki}). Поэтому уменьшение числа квантов при прохождении ими элемента dh определяется выражением

$$n_i \rho_i B_{ik} dh - n_k \rho_k B_{ki} dh = n_i \rho_i B_{ik} \left(1 - \frac{n_k g_i}{n_i g_k}\right) dh.$$

Применяя к вычитаемому нашего выражения формулу (5.9), мы получим $e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$. В данном случае, когда излучение сопровождается свободно-свободным переходом электрона, относительное число электронов с данной энергией определяется формулой Максвелла с $T = T_e$, а отношение чисел электронов с данной разностью энергий равно $e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$. То, что мы сначала говорили об атомах в различных квантовых состояниях, а потом об энергии электрона, не должно приводить к недоразумениям, так как излучающей системой в данном случае являются ион и электрон, а энергия такой системы равна энергии электрона.

Поскольку $\frac{h\nu}{kT_e} \ll 1$, можно переписать коэффициент поглощения, считая корону состоящей из водорода, в виде

$$\frac{\kappa_\nu}{\rho} = \frac{4\pi e^6}{3\sqrt{3}} \frac{1}{c} \frac{n_e^2}{(mkT_e)^{\frac{3}{2}}} \frac{g^{\text{III}}}{\nu^2} = \psi(\nu, T_e) n_e^2, \quad (22.28)$$

где

$$\psi(\nu, T_e) = 1,65 \cdot 10^{-7} \left(\frac{10\,000}{T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\nu^2}.$$

Легко рассчитать, что оптическая толща хромосферы τ_k больше 10^3 даже для $\lambda = 1$ см. Корона для $\lambda = 150$ см имеет $\tau_k = 1,6$. Поэтому доходящее до нас излучение с $\lambda \gg 1$ м выходит в основном из короны.

Интенсивность выходящего излучения определяется формулой (3.32).

В первом приближении можно считать, что T_e короны постоянна и равна T_k , а T_e верхней хромосферы на уровне, где $\tau_\nu \approx 1$, равна некоторому T_c . Тогда формулу (3.32) можно переписать в виде

$$I_\nu(0, \theta) = B_\nu(T_c) e^{-\tau_k} + B_\nu(T_k) (1 - e^{-\tau_k}), \quad (22.29)$$

где τ_k -отсчитывается вдоль пути луча. Для сантиметровых волн $\tau_k \ll 1$, второй член мал сравнительно с первым, диск равномерно ярк и $T_{\text{рад}} = T_c$.

Для волн метрового диапазона первый член равен нулю и яркость диска медленно падает к краю, причем диаметр диска больше диаметра Солнца.

Для дециметровых волн оба члена сравнимы в центральных частях диска, а у краев $\tau_k \approx 1$, и излучение подобно излучению абсолютно черного тела при $T = T_k$. Солнце имеет вид яркого кольца.

Рост радиотемпературы с длиной волны, естественно, объясняется все увеличивающейся ролью излучения короны.

В отличие от обычного излучения радиоволны имеют две особенности. Первой является то, что коэффициент преломления их в ионизованном газе

$$n = \sqrt{1 - \frac{e^2 n_e}{\pi m_e \nu^2}} \quad (22.30)$$

меньше единицы (групповая скорость волн $u = cn$), причем для метровых волн в короне n может обратиться в нуль, так что произойдет полное отражение. Излучение может выходить только из слоев, расположенных над уровнем, где $n = 0$. Траектория луча, идущего не по нормали к поверхности, искривляется так, что выпуклость обращена к Солнцу. Для сферически симметричных слоев уравнение траектории определяется обычным условием рефракции

$$rn \sin i = \text{const}, \quad (22.31)$$

где i — угол между лучом и радиусом, проходящим через ту же точку.

В связи с этим τ_k должно отсчитываться не по прямой, а вдоль траектории луча, поэтому уравнения (22.29) и (22.31) нужно решать совместно. Для сантиметровых волн рефракция в короне не имеет значения.

Расчеты распределения яркости радиоизлучения по диску и радиотемператур Солнца для разных длин волн были проведены независимо несколькими исследователями *).

Одновременное измерение $T_{\text{рад}}$ для нескольких длин волн позволяет получить систему уравнений (22.29) с неизвестными T_c и T_k (τ_k вычислено теоретически) и определить, таким образом, последние из наблюдений. Наблюдения $T_{\text{рад}}$ на сантиметровых волнах являются одним из самых надежных способов определения температуры верхних слоев хромосферы.

Второй особенностью радиоизлучения является возможность поляризации его в связи с возникновением у плазмы двойного преломления при наличии магнитного поля. Колебания, происходящие в плоскости, параллельной или перпендикулярной к полю, имеют различные n , следовательно, и различную скорость распространения и различное поглощение. При этом может появиться эллиптическая поляризация.

Как мы уже говорили, спорадическое излучение часто наблюдается на метровых волнах, особенно в годы максимума. Последующие наблюдения позволили разделить спорадическое излучение на сравнительно медленно меняющееся, исходящее из областей над пятнами и имеющее довольно строгую радиальную направленность, и на *всплески* — резкие, быстро меняющиеся колебания интенсивности.

Спорадическое излучение над пятнами часто бывает эллиптически поляризовано, что связано с магнитным полем пятен.

Всплески разделяются на короткие (длящиеся около 1 сек.) слабые (в несколько раз превышающие интенсивность теплового излучения) и на длительные (продолжающиеся несколько минут) редкие, мощные всплески, во время которых $T_{\text{рад}}$ Солнца достигает значений 10^9 , а иногда даже 10^{13} градусов. Поскольку данное излучение не равновесное, эти числа имеют чисто формальное значение. Большие всплески И. С. Шкловский объясняет собственными колебаниями плазмы, возникающими под действием потока быстро движущихся частиц. Известно, что в плазме могут возникнуть колебания электронов с частотой

$$\nu = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}}, \quad (22.32)$$

*) И. С. Шкловский и С. Б. Пикельнер, Тепловое радиоизлучение Солнца, Известия Крымской астрофизической обсерватории VI, 3, 1950.

зависящей только от n_e . Эти колебания должны вызвать электромагнитные колебания той же частоты [33, § 36]. Подсчет показывает, что волны, соответствующие электронной концентрации короны, имеют длину несколько метров. При этом более высокие слои излучают более длинные волны. Большие всплески часто появляются через несколько минут после хромосферных вспышек. При этом сначала появляются всплески на более коротких волнах, а затем на все более и более длинных. Создается впечатление, что вызывающий колебания фактор постепенно проникает во все более и более высокие слои короны. Через сутки после всплесков часто наблюдается магнитная буря. По времени запаздывания всплесков на разных волнах можно, зная распределение $n_e(r)$, вычислить скорость распространения потока, которая оказывается равной 500—1000 км/сек. Это подтверждает гипотезу, что всплески вызываются потоком геоактивных корпускул, связанных, в частности, и с хромосферными вспышками. Необходимая для возбуждения колебаний наблюдаемой мощности концентрация частиц потока оказывается равной 10^2 — 10^3 на 1 см^3 , что даже меньше, чем величина, полученная из ионосферных данных.

ГЛАВА IV

ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ

Этой главой мы начинаем рассмотрение объектов с яркими линиями в спектрах. К ним относятся планетарные туманности, новые звезды, звезды типов Вольф-Райе, Р Лебеда, Ве и др. Как будет видно из дальнейшего, во всех этих случаях мы имеем дело с выбрасыванием вещества из горячих звезд. Этот процесс приводит к образованию очень протяженных и разреженных оболочек. Именно в этих оболочках и возникают яркие линии в результате переработки высокочастотного излучения звезд в излучение более низких частот, в частности, в излучение видимой части спектра.

Тот факт, что свечение оболочек в видимой части спектра происходит за счет излучения в ультрафиолетовой области спектра звезды, говорит о сильном отклонении состояния оболочек от термодинамического равновесия.

Это отличает оболочки звезд с яркими спектральными линиями от атмосфер обычных звезд, для которых предположение о наличии термодинамического равновесия оказывается достаточным как первое приближение к действительности. При изучении перечисленных выше объектов нам уже нельзя будет пользоваться формулами Больцмана и Саха для вычисления количества атомов, находящихся в разных состояниях, и формулой Планка для вычисления интенсивности излучения в разных частотах. В каждом отдельном случае указанные величины придется определять путем рассмотрения тех элементарных процессов, которые протекают в реальных оболочках. Мы обычно будем пользоваться предположением, что оболочки стационарны, т. е. распределение атомов по состояниям и поле излучения в оболочке не меняются с течением времени. При этом, естественно, нам понадобятся вероятности различных элементарных процессов (т. е. вероятности фотоионизаций, рекомбинаций, столкновений и т. д.), которые вычисляются в теоретической физике.

Вследствие чрезвычайно малой плотности вещества и излучения в планетарных туманностях, происходящие в них физические процессы отличаются сравнительной простотой.

§ 23. Механизм свечения туманностей. Температуры ядер

1. Наблюдательные данные. *Планетарная туманность* представляет собой светящуюся газовую массу довольно правильной формы с расположенной посредине звездой — так называемым *ядром туманности*. В телескоп планетарные туманности чаще всего представляются как круглые или овальные диски, весьма похожие на диски планет (отсюда и происходит их название). Значительная часть туманностей наблюдается в виде колец, окружающих ядра. Некоторые из туманностей имеют весьма сложную структуру (например, два пересекающихся кольца).

Угловые диаметры планетарных туманностей редко превосходят одну минуту дуги. Многие (очень маленькие или очень далекие) планетарные туманности совсем не показывают дисков в телескопы, и установить, что данный объект является планетарной туманностью, можно только по виду спектра. В последние годы было открыто более ста таких «звездообразных туманностей», и общее число всех известных к настоящему времени планетарных туманностей достигает приблизительно 300.

Планетарные туманности так далеки от нас, что ни для одной из них не удалось надежно определить параллакс тригонометрическим путем. Средние расстояния до наблюдаемых нами туманностей, найденные по лучевым скоростям с помощью теории галактического вращения, оказались порядка нескольких тысяч парсеков. Соответственно этому средние линейные диаметры туманностей получаются порядка нескольких десятков тысяч астрономических единиц, а средние абсолютные величины туманностей — около 0^m .

Как правило, планетарные туманности гораздо ярче их центральных звезд. Разности звездных величин туманностей и их ядер почти всегда отрицательны и доходят иногда до -7^m . Для средней абсолютной фотографической величины ядер получается значение около $+3^m$. Ядра туманностей — очень горячие звезды. Их спектры принадлежат к классам O и Вольф-Райе. Надо, однако, отметить, что по светимости ядра туманностей сильно уступают обычным звездам класса O и Вольф-Райе, абсолютные величины которых колеблются около -3^m .

Спектры планетарных туманностей состоят из ярких линий различных атомов и ионов. Прежде всего нужно указать на наличие весьма интенсивных линий бальмеровской серии водорода. Вместе с этими линиями наблюдается эмиссионный бальмеровский континуум, происходящий от захватов протонами свободных электронов. Наряду с линиями нейтрального гелия в спектрах многих туманностей присутствуют также линии ионизованного гелия (например, $4686 \text{ \AA}$), что указывает на весьма высокую степень ионизации и возбуждения в этих туманностях.

Однако самыми яркими линиями в спектрах планетарных туманностей являются так называемые главные небулярные линии N_1 и N_2 с длинами волн 5006 и 4959 Å соответственно. Другая пара весьма интенсивных линий 3726 и 3729 Å наблюдается в ультрафиолетовой области спектра. Эти два дублета встречаются также в спектрах диффузных туманностей и новых звезд, но в спектрах планетарных туманностей они доминируют. Так как эти линии вместе с рядом других, встречающихся в спектрах туманностей, не удавалось воспроизвести в лаборатории, то их приписывали раньше неизвестному на Земле элементу «небулию». Однако в 1928 г. Боуэну удалось показать, что линии «небулия» являются в действительности запрещенными линиями хорошо известных нам элементов. Их присутствие в спектрах туманностей свидетельствует об особых физических условиях, существующих в туманностях и не достижимых пока в земных лабораториях.

Согласно интерпретации Боуэна зеленый дублет в спектрах туманностей (линии N_1 и N_2) вызывается запрещенными переходами атомов дважды ионизованного кислорода, а ультрафиолетовый дублет — запрещенными переходами атомов однажды ионизованного кислорода. Прочие линии «небулия» также являются запрещенными линиями кислорода, азота и некоторых других элементов в разных стадиях ионизации. Правильность этого отождествления подтверждается не только точным совпадением частот наблюдаемых линий с частотами, найденными теоретически из расположения энергетических уровней атомов, но также множеством других фактов. В качестве примера можно указать на то, что, по Боуэну, линии N_1 и N_2 имеют общий верхний уровень и отношение их интенсивностей всегда должно быть постоянным и равным 3. Именно такое отношение интенсивностей этих линий и наблюдается в спектрах туманностей.

Большой интерес представляет форма спектральных линий планетарных туманностей. Если щель спектрографа расположить вдоль одного из диаметров туманности, то спектральные линии получаются узкими на краях и более широкими в середине. В некоторых случаях линии расщепляются в середине на два компонента. Такая форма спектральных линий объясняется расширением планетарных туманностей. При этом фиолетовый компонент спектральной линии образуется частью туманности, приближающейся к нам, а красный компонент — частью туманности, удаляющейся от нас. Очевидно, что наибольшее расстояние между компонентами (или наибольшая ширина линии в том случае, когда компоненты сливаются друг с другом) характеризует удвоенную скорость расширения туманности. Эти скорости, определенные для ряда туманностей, оказались порядка 10—20 км/сек. Факт расширения планетарных туманностей приводит к гипотезе о том, что они были выброшены когда-то из их ядер. Подробные наблюдательные данные о туманностях см. [42].

2. Причина свечения туманностей. Переходя к истолкованию наблюдательных данных, прежде всего ответим на вопрос: какова причина свечения планетарных туманностей? Естественнее считать, что свечение туманностей вызывается их центральными звездами. Однако в данном случае это не простое отражение света, так как спектры туманностей совсем не похожи на спектры звезд. В туманностях не может быть и резонансного рассеяния, ибо энергия, излучаемая туманностями в отдельных линиях, значительно превосходит энергию соответствующих участков непрерывных спектров ядер. Приходится поэтому допустить, что туманности в видимой области спектра светятся за счет энергии, излучаемой ядрами в других областях. А так как температуры ядер очень высоки (больше $30\,000^\circ$) и у них, следовательно, весьма велика интенсивность ультрафиолетовой области спектра, то напрашивается предположение, что туманности поглощают ультрафиолетовое излучение ядер и переизлучают его в более низких частотах. Мы сейчас покажем, что это предположение полностью соответствует действительности.

Остановимся сначала на свойствах излучения, приходящего от ядра в данное место туманности. Пусть ядро излучает как абсолютно черное тело температуры T_* . Плотность излучения при термодинамическом равновесии с температурой T_* мы обозначим через ρ_v^* . Эта плотность определяется формулой Планка

$$\rho_v^* = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (23.1)$$

Очевидно, на поверхности звезды плотность излучения равна $\frac{1}{2} \rho_v^*$, и она убывает с удалением от звезды по закону

$$\rho_v = W \rho_v^*, \quad (23.2)$$

где величина W , уже введенная нами в § 8, — коэффициент разрежения излучения (так называемый «коэффициент диллюции»); он равен отношению телесного угла, под которым видна из данной точки центральная звезда, к 4π . Легко показать, что если радиус звезды есть r_* , то на расстоянии r от ее центра коэффициент разрежения излучения согласно (8.3) равен:

$$W = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r}\right)^2} \right]. \quad (23.3)$$

В тех случаях, когда $\frac{r_*}{r} \ll 1$, вместо (23.3) мы имеем:

$$W = \frac{1}{4} \left(\frac{r_*}{r}\right)^2. \quad (23.4)$$

В планетарных туманностях отношение $\frac{r_*}{r}$ порядка 10^{-7} . Следовательно, плотность излучения в планетарной туманности ослаблена при-

близительно в 10^{14} раз по сравнению с плотностью излучения на поверхности звезды.

Весьма важно то обстоятельство, что, несмотря на такое громадное уменьшение плотности звездного излучения в туманности, относительное распределение энергии в его спектре остается неизменным. Чтобы подчеркнуть это несоответствие между плотностью излучения и его спектральным составом, вычислим температуру, которая соответствует заданной плотности излучения в туманности. Обозначая эту температуру через T_1 , для интегральной плотности излучения имеем: $\rho = aT_1^4$, где a — постоянная Стефана. С другой стороны, на основа-

нии (23.2) получаем: $\rho = WaT_*^4$. Эти соотношения дают: $T_1 = W^{\frac{1}{4}} T_*$, что приводит к значениям T_1 порядка нескольких десятков градусов. Таким образом, если бы излучение в туманности стало равновесным, т. е. при заданной интегральной плотности распределение энергии в спектре давалось бы не формулой (23.2), а планковской формулой с температурой T_1 , то максимум этого распределения сместился бы в далекую инфракрасную область спектра.

Указанный факт несоответствия между плотностью и спектральным составом излучения, поступающего от ядер в туманности, позволяет понять, в каком направлении идут процессы преобразования излучения в туманностях. Из термодинамики известно, что в таких случаях взаимодействие излучения с веществом ведет к перераспределению излучения по частотам в направлении установления наиболее вероятного распределения. Следовательно, туманности должны так перерабатывать излучение их ядер, чтобы длинноволновая часть спектра усилилась, а коротковолновая ослабела.

Процесс «переработки» излучения в туманностях можно охарактеризовать при помощи теоремы Росселанда, к изложению которой мы и переходим.

Рассмотрим атом, который может находиться в трех стационарных состояниях 1, 2, 3 с соответствующими энергиями $\epsilon_1 < \epsilon_2 < \epsilon_3$. В результате поглощения световых квантов возможны как простые переходы, связанные с резонансным рассеянием, типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, так и более сложные процессы циклического характера. Наиболее важными из них будут два взаимно противоположных процесса типа

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1, \quad 1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1.$$

Первый из этих процессов приводит к излучению одного кванта высокой частоты ν_{13} в результате поглощения двух квантов меньших частот ν_{12} и ν_{23} , а второй — к раздроблению одного поглощенного кванта частоты ν_{13} на два кванта частот ν_{12} и ν_{23} .

Теорема Росселанда утверждает, что при наличии разрежения излучения, т. е. когда плотность излучения в разных частотах дается формулой (23.2), циклические переходы типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ совер-

шаются чаще, чем циклические переходы типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$, т. е. по преимуществу кванты высоких частот превращаются в кванты низких частот, а не наоборот.

Число переходов из первого состояния во второе в единице объема за единицу времени равно $n_1 B_{12} \rho_{12}$, где n_1 — число атомов в единице объема в первом состоянии, B_{12} — эйнштейновский коэффициент поглощения и ρ_{12} — плотность излучения с частотой, соответствующей переходу из первого состояния во второе. Из этого числа атомов часть A_{21} перейдет спонтанно или индуцированно назад в первое состояние, а часть перейдет в третье состояние, поглотив излучение. Отношение числа переходов из второго состояния в третье к общему числу переходов из второго состояния равно:

$$\frac{B_{23} \rho_{23}}{A_{21} + B_{21} \rho_{12} + B_{23} \rho_{23}}.$$

Из третьего состояния возможны переходы как в первое состояние, так и во второе. Нас интересуют только переходы в первое состояние. Доля этих переходов равна:

$$\frac{A_{31} + B_{31} \rho_{13}}{A_{31} + B_{31} \rho_{13} + A_{32} + B_{32} \rho_{23}}.$$

Таким образом, мы получаем, что за единицу времени на путь $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ вступает следующее количество атомов:

$$N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1} = n_1 B_{12} \rho_{12} \frac{B_{23} \rho_{23}}{A_{21} + B_{21} \rho_{12} + B_{23} \rho_{23}} \cdot \frac{A_{31} + B_{31} \rho_{13}}{A_{31} + B_{31} \rho_{13} + A_{32} + B_{32} \rho_{23}}. \quad (23.5)$$

Аналогично можно найти число атомов, вступающих за единицу времени на путь $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Это число равно:

$$N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1} = n_1 B_{13} \rho_{13} \frac{A_{32} + B_{32} \rho_{23}}{A_{32} + B_{32} \rho_{23} + A_{31} + B_{31} \rho_{13}} \cdot \frac{A_{21} + B_{21} \rho_{12}}{A_{21} + B_{21} \rho_{12} + B_{23} \rho_{23}}. \quad (23.6)$$

Для отношения числа процессов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ к числу процессов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ из (23.5) и (23.6) получаем:

$$\frac{N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1}}{N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}} = \frac{B_{12} \rho_{12} B_{23} \rho_{23} (A_{31} + B_{31} \rho_{13})}{B_{13} \rho_{13} (A_{32} + B_{32} \rho_{23}) (A_{21} + B_{21} \rho_{12})}. \quad (23.7)$$

Для упрощения этого выражения введем соотношения Эйнштейна:

$$A_{ki} = B_{ik} \frac{g_i}{g_k} \sigma_{ik}, \quad B_{ki} = \frac{g_i}{g_k} B_{ik}, \quad (23.8)$$

где

$$\sigma_{ik} = \frac{8\pi h \nu_{ik}^3}{c^3}, \quad (23.9)$$

а g_i и g_k — веса соответствующих состояний. Кроме того, мы можем написать:

$$\rho_{ik} = W \sigma_{ik} \bar{\rho}_{ik}, \quad (23.10)$$

где

$$\bar{\rho}_{ik} = \frac{1}{\frac{h\nu_{ik}}{e^{kT_*}} - 1}. \quad (23.11)$$

С помощью введенных соотношений вместо (23.7) находим:

$$\frac{N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1}}{N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}} = W \frac{\bar{\rho}_{12} \bar{\rho}_{23} (1 + W \bar{\rho}_{13})}{\bar{\rho}_{13} (1 + W \bar{\rho}_{12}) (1 + W \bar{\rho}_{23})}. \quad (23.12)$$

Когда $W = 1$, т. е. в фотосфере звезды, это отношение, как и следовало ожидать, точно равно единице. При уменьшении W это отношение убывает. Поскольку в туманностях W порядка 10^{-14} , а множитель $\frac{\bar{\rho}_{12} \bar{\rho}_{23}}{\bar{\rho}_{13}}$ имеет значение порядка единицы, то в данном случае

$$\frac{N_{1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1}}{N_{1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1}} \approx W. \quad (23.13)$$

Следовательно, в туманностях можно совершенно пренебречь числом переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ по сравнению с числом переходов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$.

Совершенно такую же картину мы можем получить для атомов с большим числом уровней, в которых возможны более сложные циклические процессы.

Таким образом, согласно теореме Росселанда свечение туманностей может быть объяснено как результат «переработки» ультрафиолетовых квантов ядер в кванты более низких частот (и, в частности, в кванты видимой области спектра). Так как ядра туманностей — очень горячие звезды, то нет ничего удивительного в том, что превращаемая туманностью в видимое излучение часть энергии ультрафиолетовой области спектра ядра превосходит энергию, излучаемую ядром в видимой области спектра. Этим можно объяснить тот факт, что туманности имеют больший видимый блеск, чем их ядра.

3. Определение температур ядер по линиям водорода. В предыдущем разделе мы рассмотрели туманность, состоящую из фиктивных атомов с тремя уровнями. При этом мы предполагали, что туманность находится только под воздействием излучения центральной звезды, и не учитывали диффузного излучения самой туманности. Теперь мы рассмотрим свечение реальной туманности, состоящей из водородных атомов.

Прежде всего заметим, что благодаря малой плотности излучения в туманности подавляющее большинство атомов находится в основ-

ном состоянии. Поэтому туманность при достаточно большой ее массе будет непрозрачна в частотах, поглощаемых основным состоянием водородного атома (лаймановская серия), и вместе с тем совершенно прозрачна в частотах линий субординатных серий (бальмеровской, пашеновской и т. д.). Следовательно, туманность будет поглощать излучение ядра в частотах лаймановской серии и излучать вместо них частоты субординатных серий (и, в частности, наблюдаемой нами бальмеровской серии), которые беспрепятственно пропускаются туманностью.

Однако предположение, согласно которому энергия, излучаемая туманностью в бальмеровских частотах, берется из излучения ядра в отдельных лаймановских линиях, приводит к необходимости допустить, что температуры ядер слишком высоки — больше $100\,000^\circ$. Между тем мы знаем, что температуры по крайней мере некоторых ядер должны быть около $30\,000^\circ$. Поэтому нужно считать, что атомов водорода в туманности так много, что ими поглощаются не только кванты в лаймановских линиях спектра звезды, но также и кванты в непрерывном спектре за границей лаймановской серии. При поглощении этих квантов происходит фотоионизация водородных атомов, а затем после рекомбинаций происходят «каскадные» переходы электронов с уровня на уровень и излучаются кванты в линиях бальмеровской, пашеновской и других серий.

Таким образом, допустим, что оптическая толща туманности за границей лаймановской серии больше единицы или по крайней мере не мала по сравнению с единицей. Отношение коэффициента поглощения в первых линиях лаймановской серии к коэффициенту поглощения сразу же за границей серии имеет порядок 10^4 — 10^5 . Поэтому оптическая толща в этих линиях должна быть при сделанном предположении тоже порядка 10^4 — 10^5 или больше, т. е. очень велика.

Выяснив условия, которые существуют в туманности, проследим подробнее судьбу «ультрафиолетовых квантов», поглощаемых туманностью, причем под «ультрафиолетовыми квантами» или L_c -квантами будем в дальнейшем понимать кванты с частотами, большими частоты предела лаймановской серии.

Пусть L_c -квант, излученный звездой, будет поглощен туманностью и произведет в ней ионизацию какого-нибудь водородного атома. Через некоторое время свободный электрон будет воссоединен с каким-нибудь протоном. При этом имеются две возможности: 1) электрон попадет непосредственно на первый уровень и 2) электрон попадет на один из верхних уровней. В первом случае излучается L_c -квант, и все начинается сначала. Во втором случае электрон совершает некоторую цепь переходов, последним звеном которой является переход на первый уровень. Разрежение излучения настолько сильно и плотность вещества в туманности настолько мала, что эта цепь переходов не прерывается в огромном большинстве случаев.

Допустим, что электрон захвачен непосредственно на второй уровень. При этом излучается квант в бальмеровском континууме, уходящий из туманности. Затем электрон переходит со второго уровня на первый и излучается квант первой линии лаймановской серии $L\alpha$. При сделанном предположении об огромной оптической толще туманности в линиях серии Лаймана квант $L\alpha$, пройдя небольшое расстояние в туманности, будет поглощен каким-то другим атомом, находящимся в нормальном состоянии. Этот атом окажется во втором состоянии и опять вследствие отсутствия внешних возмущений перейдет спонтанно в нормальное состояние, излучив $L\alpha$ -квант. Таким образом, $L\alpha$ -квант будет испытывать только процессы рассеяния, и это будет продолжаться до тех пор, пока он не подойдет к границе туманности и не уйдет наружу. Следовательно, в данном случае, т. е. при рекомбинации на второй уровень, из туманности уйдет один квант в бальмеровском континууме и один квант в линии $L\alpha$.

Допустим теперь, что электрон захвачен на третий уровень. При этом излучается квант за границей пашеновской серии, покидающий туманность. Далее электрон имеет две возможности: либо перейти непосредственно на первый уровень с излучением $L\beta$ -кванта, либо совершить переход сначала на второй уровень, а затем на первый, излучив последовательно кванты $H\alpha$ и $L\alpha$. Но возникший при осуществлении первой возможности квант $L\beta$ будет обязательно поглощен в туманности вследствие ее большой оптической толщи в лаймановских линиях и, следовательно, снова появится атом в третьем состоянии. Поэтому рано или поздно реализуется вторая из указанных возможностей. Возникший при этом $H\alpha$ -квант покинет туманность беспрепятственно, а $L\alpha$ -квант, как было выяснено выше, — после многократных рассеяний. Следовательно, при захвате электрона на третий уровень из туманности должны выйти три кванта: в пашеновском континууме, в линии $H\alpha$ и в линии $L\alpha$.

Аналогичные рассуждения могут быть проведены и при рекомбинациях на более высокие уровни. Легко видеть, что всякий раз цепь переходов электрона с уровня на уровень заканчивается образованием $L\alpha$ -кванта, чему должен предшествовать переход электрона на второй уровень с излучением бальмеровского кванта. Таким образом, мы приходим к следующему важному выводу: из каждого L_c -кванта, поглощенного и переработанного туманностью, обязательно образуется один квант $L\alpha$ и один бальмеровский квант.

Если туманность перерабатывает все L_c -кванты, испускаемые звездой, то отсюда вытекает, что число этих квантов должно равняться числу бальмеровских квантов, излучаемых туманностью. Очевидно, это будет в том случае, когда оптическая толща туманности за границей серии Лаймана значительно больше единицы. Вообще же можно утверждать, что число бальмеровских квантов, излучаемых туманностью, не превосходит числа L_c -квантов, излучаемых центральной

звездой, т. е.

$$N_{Ba} \leq N_{L_c}^* \quad (23.14)$$

На этой теореме основан предложенный Занстра метод определения цветовой температуры ядер планетарных туманностей. Раз число испускаемых туманностью бальмеровских квантов является нижней границей для числа L_c -квантов, испускаемых ядром, то, сравнивая число квантов, испускаемых туманностью в бальмеровских линиях, с числом квантов, испускаемых звездой в видимой части спектра, мы фактически сравниваем некоторую нижнюю границу для интенсивности спектра ядра за границей лаймановской серии с интенсивностью спектра ядра в видимой области. А это приводит к возможности определения нижней границы для температуры.

Если ядро излучает по закону Планка и r_* — его радиус, а T_* — температура, то полное количество L_c -квантов, испускаемых им за единицу времени, будет:

$$N_{L_c}^* = 4\pi r_*^2 \frac{2\pi}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}, \quad (23.15)$$

где ν_0 — частота границы лаймановской серии.

С другой стороны, пусть E_i обозначает полное количество энергии, излучаемое в секунду всей туманностью в i -й бальмеровской линии. Пусть, далее, $\left(\frac{\partial E_*}{\partial \nu}\right)_i$ будет полное количество энергии, излучаемое ядром в единицу времени, в единичном интервале частот в том же месте спектра. Безразмерные отношения

$$A_i = \frac{E_i}{\nu_i \left(\frac{\partial E_*}{\partial \nu}\right)_i} \quad (23.16)$$

могут быть непосредственно определены из наблюдений. Но

$$\left(\frac{\partial E_*}{\partial \nu}\right)_i = 4\pi r_*^2 \frac{2\pi h \nu_i^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu_i}{kT_*}} - 1}. \quad (23.17)$$

Поэтому полное количество бальмеровских квантов, испускаемых туманностью, будет равно:

$$N_{Ba} = \sum \frac{E_i}{h\nu_i} = \frac{1}{h} \sum A_i \left(\frac{\partial E_*}{\partial \nu}\right)_i = 4\pi r_*^2 \frac{2\pi}{c^2} \sum \frac{\nu_i^3 A_i}{e^{\frac{h\nu_i}{kT_*}} - 1}. \quad (23.18)$$

На основании неравенства (23.14) с помощью (23.15) и (23.18) получаем:

$$\sum \frac{\nu_i^3 A_i}{e^{\frac{h\nu_i}{kT_*}} - 1} \leq \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (23.19)$$

Обозначим:

$$\frac{h\nu}{kT_*} = x, \quad \frac{h\nu_0}{kT_*} = x_0, \quad \frac{h\nu_i}{kT_*} = x_i. \quad (23.20)$$

Тогда вместо (23.19) будем иметь:

$$\sum \frac{x_i^3 A_i}{e^{x_i} - 1} \leq \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}. \quad (23.21)$$

Суммирование в левой части этого неравенства распространяется не только на все линии бальмеровской серии, но и на бальмеровский континуум.

Неравенство (23.21) решается методом проб. Беря разные T_* и вычисляя x_0 и x_i , находим, при каком значении T_* будет иметь место знак равенства. Таким путем определяется нижняя граница температуры ядра. Таблицы, облегчающие решение этой задачи, даны в работе Занстра, графики — в работе Б. А. Воронцова-Вельяминова [43].

Изложенный метод определения температур ядер планетарных туманностей был практически применен Занстра и некоторыми другими авторами. В виде примера приведем результаты Занстра, полученные им на основании собственных измерений величин A_i .

Туманность NGC 6543	$T_* = 39\,000^\circ$
» NGC 6572	$T_* = 40\,000^\circ$
» NGC 7009	$T_* = 55\,000^\circ$

Следует отметить, что метод совершенно нечувствителен к небольшим ошибкам в определении A_i , так как по существу сравниваются между собой два весьма далеких друг от друга участка спектра ядра.

Свечение планетарных туманностей в линиях других атомов (однако, как мы увидим ниже, не во всех линиях) происходит так же, как и свечение в линиях водорода в результате фотоионизаций под действием ультрафиолетового излучения звезды и последующих рекомбинаций. Так, в частности, светятся туманности в линиях гелия и ионизованного гелия. По интенсивности этих линий можно определять температуры ядер, так же как и по интенсивностям водородных линий. Такие определения опять привели к очень высоким значениям температур ядер. При этом оказалось, что температуры одной и той же звезды, найденные по линиям различных атомов, довольно сильно отличаются друг от друга. Например, для ядра туманности NGC 7009 Занстра

получил $T_* = 70\,000^\circ$ по ионизованному гелию и $T_* = 55\,000^\circ$ по водороду. Во многих случаях расхождение еще резче.

Для объяснения такого расхождения можно указать несколько причин. Мы приведем только две из них, являющиеся наиболее существенными:

1) Метод Занстра дает не действительную температуру звезды, а только ее нижнюю границу. Если туманность поглощает лишь небольшую часть энергии звезды за пределом основной серии данного атома, то эта граница может быть значительно ниже действительной температуры. Повидимому, в некоторых случаях так обстоит дело с температурами, находимыми по водородным линиям, поскольку вследствие сильной ионизации водорода в туманностях поглощение L_c -излучения ядра может быть неполным.

2) Можно думать, что распределение энергии в спектре ядра не подчиняется закону Планка, а заметно отклоняется от него. В таком случае понятие цветовой температуры не имеет однозначного смысла.

4. Определение температур ядер по линиям «небулия». Выше говорилось, что большинство линий в спектрах планетарных туманностей возникает в результате фотоионизаций и последующих рекомбинаций. Однако легко показать, что некоторые линии, в том числе и главные небулярные линии N_1 и N_2 , не могут возникнуть таким путем.

В самом деле, допустим, что свечение туманности в линиях N_1 и N_2 происходит за счет энергии звезды за границей основной серии дважды ионизованного кислорода. В таком случае число квантов, излучаемых звездой за границей этой серии, должно быть не меньше числа квантов, излучаемых туманностью в линиях N_1 и N_2 . Но граница основной серии атома O III находится в очень далекой ультрафиолетовой области спектра (потенциал ионизации O III приблизительно в четыре раза больше потенциала ионизации водорода). Отсюда вытекает, что если бы наше допущение было правильным, то температура звезды была бы чрезвычайно высокой — в некоторых случаях свыше миллиона градусов.

К сказанному можно добавить еще следующее соображение. Так как потенциалы ионизации O III и He II почти одинаковы (54,5 и 54,2 эв соответственно), то эти атомы поглощают энергию звезды в одной и той же области спектра. Поэтому если бы туманность светилась в линиях N_1 и N_2 только за счет указанной энергии, то линии N_1 и N_2 не превосходили бы по своей интенсивности линий He II (так как атомов гелия не меньше, чем атомов кислорода). В действительности же имеется ряд туманностей, в спектрах которых линии He II почти незаметны, в то время как линии N_1 и N_2 являются наиболее интенсивными.

Все это показывает, что в туманностях должен существовать какой-то другой (не рекомбинационный) механизм возбуждения атомов. Такой механизм указал Боуэн, обративший внимание на

то, что потенциалы возбуждения уровней, с которых излучаются линии «небулия», очень невелики (например, всего 2,5 эв для линий N_1 и N_2). Следовательно, значительный процент свободных электронов туманности может обладать энергией, достаточной для возбуждения этих уровней путем столкновений. Поэтому Боуэн сделал предположение, что туманности светятся в линиях «небулия» за счет кинетической энергии свободных электронов.

Понятно, что в конечном счете энергия свободных электронов берется из ультрафиолетового излучения звезды. Это излучение не только отрывает электроны от атомов, но и придает им некоторую кинетическую энергию. Часть этой энергии электроны и расходуют на возбуждение линий «небулия», прежде чем быть захваченными ионами.

Изложенное представление о свечении туманностей в линиях «небулия» позволило Занстра дать еще один метод для определения температур ядер.

Будем считать, что свободные электроны возникают в основном при ионизации водородных атомов. Если ионизация происходит при поглощении кванта частоты ν , то оторванный электрон приобретает кинетическую энергию, равную

$$\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - h\nu_0,$$

где ν_0 — частота ионизации водорода. Всего в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ за 1 сек. звезда излучает следующее число квантов:

$$4\pi r_*^2 \frac{2\pi\nu^3}{c^2} \frac{d\nu}{\frac{h\nu}{e^{kT_*} - 1}}.$$

Поэтому полное количество кинетической энергии, приобретаемой свободными электронами за 1 сек., в случае поглощения всех излучаемых звездой L_c -квантов, будет равно:

$$4\pi r_*^2 \frac{2\pi h}{c^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{(\nu - \nu_0) \nu^2}{\frac{h\nu}{e^{kT_*} - 1}} d\nu. \quad (23.22)$$

С другой стороны, энергия, излучаемая туманностью в линиях «небулия», может быть представлена в виде

$$4\pi r_*^2 \frac{2\pi h}{c^2} \sum_{\text{Neb}} \frac{\nu_i^4}{\frac{h\nu_i}{e^{kT_*} - 1}} A_i, \quad (23.23)$$

где A_i — величины, определяемые из наблюдений согласно формуле (23.16), и суммирование ведется по всем линиям «небулия», возбуждаемым в результате столкновений с электронами.

Так как энергия, затрачиваемая на возбуждение линий «небулия», не может превосходить кинетической энергии, приобретаемой электронами, то, сравнивая (23.22) и (23.23), находим:

$$\sum_{\text{Neb}} \frac{\nu_i^4 A_i}{e^{\frac{h\nu_i}{kT_*}} - 1} \leq \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{(\nu - \nu_0) \nu^2}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1} d\nu, \quad (23.24)$$

или, если воспользоваться обозначениями (23.20),

$$\sum_{\text{Neb}} \frac{x_i^4}{e^{x_i} - 1} A_i \leq \int_{x_0}^{\infty} \frac{(x - x_0) x^2}{e^x - 1} dx. \quad (23.25)$$

В неравенстве (23.25) неизвестной является температура T_* , которая входит как в x_0 , так и в x_i . Решая это неравенство, находим некоторую нижнюю границу температуры звезды.

Вот результаты определения этих нижних границ температур для ядер трех туманностей:

NGC 6543	$T_* = 37\,000^\circ$
NGC 6572	$T_* = 38\,000^\circ$
NGC 7009	$T_* = 50\,000^\circ$

Мы видим, что результаты, полученные этим методом, довольно хорошо совпадают с результатами, полученными по водородным линиям. Быть может, такое близкое сходство результатов, получаемых двумя методами, связано с тем, что они являются не только нижними пределами, но и близки к искомым температурам.

Следует отметить, что нахождение величин A_i из наблюдений представляет значительные трудности. Поэтому имеет большое практическое значение видоизменение предыдущего метода, основанное на том, что линии N_1 и N_2 определяют собой главную часть визуального блеска туманности. Вместе с тем, как мы видели, эти линии характеризуют некоторым образом интенсивность излучения звезды за границей лаймановской серии. Поэтому по отношению визуального блеска туманности к визуальному (или фотографическому) блеску звезды, т. е., иначе говоря, по разности $m_* - m_n$, можно судить о температуре звезды. Очевидно, что чем больше разность $m_* - m_n$, тем выше температура.

Таким методом Занстра определил температуры центральных звезд довольно большого числа туманностей. Оказалось, что в некоторых случаях температура центральной звезды достигает $100\,000^\circ$ и выше. Высокие температуры, получаемые этим способом, подтверждаются, как правило, и другими признаками, в частности, интенсивностью линий He II.

§ 24. Физическое состояние вещества в туманностях

1. **Необходимые условия для появления запрещенных линий.** Обратимся теперь к более подробному рассмотрению того фундаментального факта, что в спектрах планетарных туманностей наблюдаются весьма интенсивные запрещенные линии.

Кроме главных небулярных линий N_1 и N_2 , принадлежащих атому O III, в спектрах туманностей видны также запрещенные линии атомов O I, O II, N II, S II и др. Список наиболее ярких из этих линий приведен в таблице 17.

Таблица 17

Длина волны	Переход	Атом	Потенциал возбуждения
3726	$4S_{3/2}^0 - 2D_{5/2}^0$	O II	3,31
3729	$4S_{3/2}^0 - 2D_{3/2}^0$	O II	3,31
4363	$1D_2 - 1S_0$	O III	5,33
4959	$3P_1 - 1D_2$	O III	2,50
5007	$3P_2 - 1D_2$	O III	2,50
6583	$3P_2 - 1D_2$	N II	1,89

В виде примера на рис. 60 дана схема энергетических уровней атома O III. Наряду с другими переходами на рисунке показаны запрещенные переходы, соответствующие линиям N_1 , N_2 и $\lambda = 4363 \text{ \AA}$.

Присутствие в спектрах туманностей запрещенных линий само по себе не представляет ничего удивительного. Вероятности переходов для запрещенных линий получаются равными нулю лишь при приближенном вычислении. В действительности же они отличны от нуля, хотя сравнительно малы. В то время как эйнштейновские коэффициенты вероятностей спонтанных переходов для разрешенных линий в видимой части спектра достигают порядка 10^8 сек^{-1} , для запрещенных линий они в миллионы и миллиарды раз меньше. Например, для линий N_1 и N_2 коэффициенты вероятностей спонтанных переходов равны 0,018 и 0,006 сек^{-1} соответственно.

Однако в обычных звездных спектрах запрещенные линии не наблюдаются. Поэтому мы должны выяснить, в чем состоит отличие условий в туманностях от условий в звездных атмосферах, приводящее к появлению запрещенных линий в спектрах туманностей.

Прежде всего надо отметить, что запрещенные линии, исходящие из таких верхних состояний, откуда возможны также разрешенные переходы в более низкие состояния, никогда не могут достигнуть большой относительной интенсивности, так как из данного верхнего

состояния будут совершаться в миллионы раз чаще разрешенные переходы, чем запрещенные. Поэтому запрещенные линии могут стать сравнительно интенсивными только в том случае, когда верхнее состояние метастабильно, т. е. из него уже нет никаких

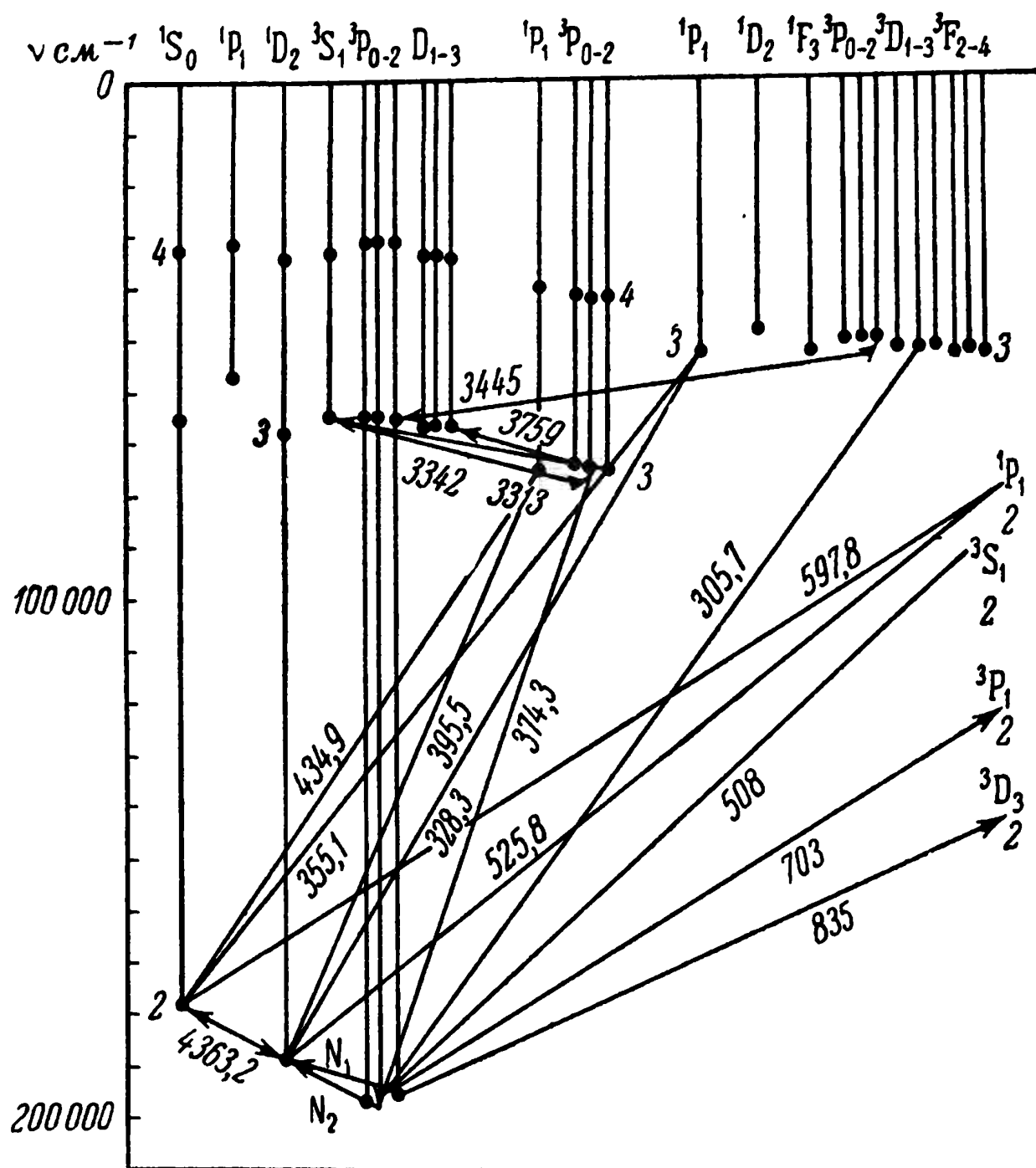


Рис. 60.

переходов на более низкие энергетические уровни, кроме запрещенных.

Однако в отличие от обычных возбужденных состояний, в которых атом находится в течение времени порядка 10^{-8} сек., в метастабильном состоянии он может находиться несколько секунд и дольше. Так, например, средняя продолжительность жизни атома O III в состоянии $1D_2$, из которого испускаются линии N_1 и N_2 , равна 42 сек. Следовательно, для того чтобы запрещенные линии могли излучаться из метастабильных состояний, необходимо, чтобы атом не был подвержен внешним возмущениям в течение весьма больших промежутков времени. В частности, атом не должен испытывать частых встреч со свободными электронами, так как последние могут перевести его из метастабильного состояния вверх

при ударе первого рода или вниз без излучения запрещенной линии при ударе второго рода. Точно так же атом не должен подвергаться сильному воздействию излучения, ибо он может перейти из метастабильного состояния вверх при поглощении светового кванта. Таким образом, большая продолжительность жизни атома в метастабильном состоянии требует наложения некоторых ограничений на плотность вещества и на плотность излучения, без выполнения которых запрещенная линия не может появиться. Иначе говоря, для появления запрещенных линий в спектре какого-либо объекта необходимо, чтобы плотность вещества и плотность излучения были в нем достаточно малы.

Отсутствие запрещенных линий в звездных спектрах говорит о том, что в атмосферах звезд указанное условие не выполняется. Это значит, что атом, попавший в метастабильное состояние, быстро выводится из него благодаря воздействию световых квантов или свободных электронов, в большом количестве имеющих в атмосферах звезд, и запрещенная линия не излучается. Напротив, наличие многочисленных и весьма интенсивных запрещенных линий в спектрах планетарных туманностей свидетельствует о крайне малой плотности излучения и плотности вещества в этих объектах.

В следующем разделе условия, необходимые для появления запрещенных линий, будут рассмотрены с количественной стороны.

2. Накопление атомов в метастабильных состояниях. Поскольку условия в туманностях таковы, что атомы, попавшие в метастабильное состояние, имеют возможность пребывать в нем достаточно длительное время (до спонтанного перехода вниз), то в метастабильных состояниях должно накопиться огромное число атомов. Только благодаря этому и излучаются яркие запрещенные линии, ибо интенсивность линии пропорциональна числу атомов в исходном состоянии и вероятности соответствующего спонтанного перехода, а вероятности спонтанных переходов из метастабильных состояний чрезвычайно малы.

Впервые вопрос о накоплении атомов в метастабильных состояниях был рассмотрен теоретически В. А. Амбарцумяном *), и мы сейчас приведем полученные им результаты.

Рассмотрим для простоты атом, обладающий тремя энергетическими уровнями. Допустим сначала, что возбуждение атома вызывается только излучением. В стационарном состоянии число атомов на каждом из уровней не должно меняться. Поэтому мы имеем:

$$\left. \begin{aligned} n_1 B_{12} \rho_{12} + n_1 B_{13} \rho_{13} &= n_2 A_{21} + n_3 A_{31}, \\ n_1 B_{13} \rho_{13} + n_2 B_{23} \rho_{23} &= n_3 A_{31} + n_3 A_{32}. \end{aligned} \right\} \quad (24.1)$$

Здесь мы пренебрегли вынужденными переходами, так как предполагаем, что излучение обладает сильной дилуцией ($W \ll 1$).

*) В. А. Амбарцумян, Циркуляры ГАО, № 6, 1933.

Из уравнений (24.1) получаем (исключая n_3):

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{B_{12}\rho_{12} + (1-p) B_{13}\rho_{13}}{A_{21} + pB_{23}\rho_{23}}, \quad (24.2)$$

где обозначено $p = \frac{A_{31}}{A_{31} + A_{32}}$. Воспользуемся соотношениями между эйнштейновскими коэффициентами переходов, а также обозначениями (23.10) для величин ρ_{ik} . Для отношения $\frac{n_2}{n_1}$ вместо (24.2) находим:

$$\frac{n_2}{n_1} = W \frac{A_{21} \frac{g_2}{g_1} \bar{\rho}_{12} + (1-p) A_{31} \frac{g_3}{g_1} \bar{\rho}_{13}}{A_{21} + p A_{32} \frac{g_3}{g_2} W \bar{\rho}_{23}}. \quad (24.3)$$

Будем теперь считать, что второе состояние является метастабильным, т. е. $A_{21} \ll A_{31}, A_{32}$. Тогда первым членом в числителе формулы (24.3) можно пренебречь по сравнению со вторым. Однако в знаменателе каждый из двух членов может в зависимости от обстоятельств оказаться наибольшим. Разберем поэтому два возможных случая.

I. $W \ll \frac{A_{21}}{A_{32}}$. В этом случае можно отбросить в знаменателе второй член, и мы получаем:

$$\frac{n_2}{n_1} = W (1-p) \frac{A_{31}}{A_{21}} \frac{g_3}{g_1} \bar{\rho}_{13}. \quad (24.4)$$

II. $W \gg \frac{A_{21}}{A_{32}}$. В данном случае, напротив, можно в знаменателе откинуть первый член, и поэтому будем иметь:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\bar{\rho}_{13}}{\rho_{23}} \approx \frac{g_2}{g_1} \bar{\rho}_{12}. \quad (24.5)$$

Рассмотрим еще для сравнения случай, когда второй уровень не метастабильен, т. е. переход $2 \rightarrow 1$ является разрешенным. Обозначая коэффициент A_{21} для разрешенного перехода через A_{21}^0 , мы можем написать: $A_{21}^0 \approx A_{31}, A_{32}$, и из формулы (24.3) находим:

$$\frac{n_2^0}{n_1} = W \frac{g_2}{g_1} \bar{\rho}_{12} + W (1-p) \frac{A_{31}}{A_{21}^0} \frac{g_3}{g_1} \bar{\rho}_{13}. \quad (24.6)$$

Очевидно, что оба члена в правой части этой формулы можно считать величинами одного порядка.

Сравнивая формулы (24.4) и (24.6), мы видим, что в метастабильном состоянии в первом из рассмотренных выше случаев отноше-

ние $\frac{n_2}{n_1}$ превосходит во столько раз это отношение для обыкновенного возбужденного состояния, во сколько раз вероятность разрешенного перехода больше вероятности запрещенного перехода $\left(\frac{n_2}{n_2^0} \approx \frac{A_{21}^0}{A_{21}}\right)$.

Следовательно, в данном случае интенсивности запрещенных линий достигают того же порядка, что и интенсивности разрешенных линий (поскольку $n_2 A_{21} \approx n_2^0 A_{21}^0$).

Во втором из рассмотренных случаев отношение $\frac{n_2}{n_1}$ приближенно определяется формулой Больцмана и, как показывает сравнение формул (24.5) и (24.6), по порядку величины в $\frac{1}{W}$ раз больше этого отношения для обычного возбужденного уровня. Следовательно, и в этом случае происходит весьма сильное накопление атомов в метастабильном состоянии. Однако число переходов из метастабильного состояния уже не достигает по порядку величины числа переходов из обычного состояния. В самом деле, мы имеем:

$$n_2 A_{21} \approx n_1 \frac{g_2}{g_1} \bar{\rho}_{12} A_{21} \approx n_2^0 \frac{A_{21}}{W} \ll n_2^0 A_{21}^0.$$

Это значит, что в случае II интенсивность запрещенной линии будет мала по сравнению с интенсивностью разрешенной линии.

Физический смысл случаев I и II заключается в следующем. Первый член в знаменателе формулы (24.3) соответствует запрещенным переходам $2 \rightarrow 1$, а второй — переходам из метастабильного состояния вверх ($2 \rightarrow 3$). В первом случае переходы $2 \rightarrow 1$ преобладают, и запрещенная линия видна в полной силе. Во втором случае вследствие сравнительно большой плотности излучения преобладают переходы $2 \rightarrow 3$, и запрещенная линия слаба.

Поскольку в планетарных туманностях W порядка 10^{-18} , то почти все метастабильные состояния удовлетворяют условиям первого случая. Может быть, исключением является лишь состояние 2^3S гелия, обладающее чрезвычайно большой продолжительностью жизни. Напротив, в оболочках малого радиуса (т. е. в оболочках звезд типа Вольф-Райе, Ве и т. д.) почти все метастабильные состояния подходят к случаю II.

Так обстоит дело с накоплением атомов в метастабильных состояниях при возбуждении действием радиации. Однако, как было выяснено выше, наиболее яркие из запрещенных линий в спектрах туманностей возбуждаются не излучением, а столкновениями со свободными электронами. Рассмотрим поэтому еще вопрос о населенности метастабильных уровней при этом втором механизме возбуждения.

Возьмем атом с двумя уровнями энергии. Пусть $n_1 b_{12}$ есть число переходов из нормального состояния в метастабильное при ударах первого рода, $n_2 a_{21}$ — число переходов из метастабильного состояния

в нормальное при ударах второго рода и $n_2 A_{21}$ — число спонтанных переходов из метастабильного состояния в нормальное (в единице объема за единицу времени). Условие стационарности дает:

$$n_1 b_{12} = n_2 (a_{21} + A_{21}). \quad (24.7)$$

Коэффициенты b_{12} и a_{21} пропорциональны плотности свободных электронов и зависят от распределения их скоростей. Мы будем считать, что скорости свободных электронов распределены по закону Максвелла *). В таком случае между коэффициентами b_{12} и a_{21} существует следующая связь:

$$b_{12} = a_{21} \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}}; \quad (24.8)$$

где T_e — температура электронного газа **). Поэтому из уравнения (24.7) получаем:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{a_{21}}{A_{21} + a_{21}} \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT_e}}. \quad (24.9)$$

Если $a_{21} \gg A_{21}$, то формула (24.9) переходит в формулу Больцмана. Однако написанное неравенство означает преобладание вынужденных переходов над спонтанными. Поэтому в данном случае запрещенная линия будет слаба или совсем не видна. Если же имеет место противоположное неравенство, то большинство атомов, переведенных из нормального состояния в метастабильное при ударе первого рода, возвращается спонтанно вниз с излучением кванта в запрещенной линии. Поэтому при достаточно большом числе таких ударов запрещенная линия будет весьма интенсивной.

Ниже мы увидим, что плотность вещества в планетарных туманностях чрезвычайно мала ($n_e \approx 10^4$). Поэтому для туманностей имеет место неравенство $a_{21} \ll A_{21}$, т. е. удары второго рода происходят редко и не могут «погасить» запрещенную линию. Однако удары первого рода все же совершаются достаточно часто для того, чтобы перевести из нормального состояния в метастабильное довольно большое число атомов. Это различие между количеством тех и других ударов обусловлено тем, что в возбужденном состоянии (даже метастабильном) атом находится гораздо меньше времени, чем в нормальном состоянии.

*) Можно показать, что за время между ионизацией и рекомбинацией каждый электрон испытывает весьма большое число столкновений с другими электронами. Поэтому указанное предположение не вызывает сомнений.

**) Для вывода этой связи можно рассмотреть состояние термодинамического равновесия. В таком случае должно быть $n_1 b_{12} = n_2 a_{21}$ и $\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}}$. Из двух последних соотношений и вытекает формула (24.8), которая верна, разумеется, во всех случаях, когда имеется максвелловское распределение электронов по скоростям, а не только при термодинамическом равновесии,

Из всего сказанного в настоящем разделе мы можем сделать следующий вывод. Для того чтобы запрещенные линии были сравнимы по интенсивности с разрешенными линиями, необходимо выполнение двух условий:

$$1) W \ll \frac{A_{21}}{A_{21}^0},$$

$$2) a_{21} \ll A_{21}.$$

Этим определяются допустимые верхние границы для плотности излучения и плотности вещества.

Очевидно, что оба указанных условия должны выполняться при любом механизме возбуждения атомов.

3. Определение температур туманностей. Тот факт, что метастабильные состояния иона O III возбуждаются электронным ударом, дал возможность В. А. Амбарцумяну предложить очень простой метод для определения электронных температур туманностей [10, стр. 165]. В. А. Амбарцумян обратил внимание на то, что ион O III обладает не только метастабильным уровнем 1D_2 , являющимся исходным для линий N_1 и N_2 , но также вышележащим метастабильным уровнем 1S_0 , при переходе с которого на уровень 1D_2 излучается линия $4363 \text{ \AA}$ (см. рис. 60). Потенциалы возбуждения указанных уровней равны соответственно 2,5 и 5,3 эв. Очевидно, что чем выше электронная температура туманности, тем больше отношение числа атомов в состоянии 1S_0 к числу атомов в состоянии 1D_2 и тем, следовательно, ярче должна быть линия $4343 \text{ \AA}$ по сравнению с линиями N_1 и N_2 . Таким образом, по получаемому из наблюдений отношению интенсивностей линий $4363 \text{ \AA}$ и $N_1 + N_2$ можно судить об электронной температуре туманности.

Для вывода необходимой формулы обозначим число атомов O III в нормальном и в двух метастабильных состояниях соответственно через n_1 , n_2 , n_3 . Так как в случае туманностей можно пренебречь переходами из возбужденных состояний под влиянием столкновений по сравнению со спонтанными переходами, то в качестве условий стационарности получаем:

$$\left. \begin{aligned} n_1 b_{12} + n_3 A_{32} &= n_2 A_{21}, \\ n_1 b_{13} &= n_3 (A_{31} + A_{32}). \end{aligned} \right\} \quad (24.10)$$

Оказывается, что для иона O III переход $3 \rightarrow 1$ «запрещен» гораздо сильнее, чем переход $3 \rightarrow 2$, т. е. $A_{31} \ll A_{32}$. Поэтому из уравнений (24.10) находим;

$$\frac{n_2 A_{21}}{n_3 A_{32}} = 1 + \frac{b_{12}}{b_{13}}.$$

Для искомого отношения интенсивностей линий $N_1 + N_2$ и $4363 \text{ \AA}$ это дает:

$$\frac{E_{21}}{E_{32}} = \frac{\nu_{12}}{\nu_{23}} \left(1 + \frac{b_{12}}{b_{18}} \right). \quad (24.11)$$

Воспользуемся теперь соотношением (24.8), связывающим вероятности ударов первого рода с вероятностями ударов второго рода. Тогда вместо (24.11) получаем:

$$\frac{E_{21}}{E_{32}} = \frac{\nu_{12}}{\nu_{23}} \left(1 + \frac{g_2 a_{21}}{g_3 a_{31}} e^{\frac{h\nu_{23}}{kT_e}} \right). \quad (24.12)$$

Осуществив переход от формулы (24.11) к формуле (24.12), мы в явном виде выразили зависимость $\frac{E_{21}}{E_{32}}$ от электронной температуры, так как коэффициенты a_{21} и a_{31} от T_e почти не зависят (ибо удары второго рода в отличие от ударов первого рода могут производиться электронами с любыми скоростями). Мы можем считать, что $\frac{a_{21}}{a_{31}} \approx 1$.

Кроме того, имеем: $\frac{g_2}{g_3} = 5$. Поэтому приближенно вместо (24.12) находим:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{4363}} = 4,5 e^{\frac{83\,000}{T_e}}. \quad (24.13)$$

Эта формула и служит для определения T_e по получаемому из наблюдений отношению $\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{4363}}$.

В спектрах планетарных туманностей отношение интенсивностей линий $N_1 + N_2$ и $4363 \text{ \AA}$ меняется в довольно широких пределах. Однако, поскольку T_e входит в формуле (24.13) в показателе, найденные по этой формуле значения T_e для разных туманностей мало отличаются друг от друга. По определению Менцела с сотрудниками [40, стр. 121] для подавляющего большинства планетарных туманностей электронные температуры заключены в интервале от 6000 до 10 000°.

Другой способ определения электронных температур туманностей получается из рассмотрения энергетического баланса свободных электронов [45], [57, стр. 59]. При фотоионизации электроны приобретают некоторую кинетическую энергию. Мы знаем, что значительную часть этой энергии они расходуют на возбуждение атомов при столкновениях. Другая часть переходит в излучение в непрерывном спектре при рекомбинациях и гиперболических переходах. Так как туманности стационарны, то кинетическая энергия электронного газа должна оставаться неизменной, т. е. энергия, приобретаемая электронами, должна равняться энергии, которую они теряют. Это условие и определяет уровень температуры электронного газа. В качестве верхней границы

(при учете столкновений электронов с атомами O III и водорода) для ряда туманностей получаются температуры порядка 9000—14 000°.

Таким образом, электронные температуры туманностей оказываются гораздо ниже температур центральных звезд. Главную роль в охлаждении электронного газа играют столкновения с атомами, обладающими уровнями с низкими потенциалами возбуждения (в особенности с ионами O III). Именно эти атомы и регулируют электронные температуры туманностей, действуя в виде своеобразного «термостата».

4. Интенсивности бальмеровских линий. Формула (24.6), определяющая число атомов в возбужденных (не метастабильных) состояниях в туманностях, — формула приближенная, так как при выводе ее мы считали, что атом обладает только тремя уровнями энергии. Однако условия в туманностях настолько просты, что не представляет труда вычисление населенности возбужденных уровней для реальных атомов. Основная причина, облегчающая такое вычисление — это полная прозрачность туманностей для излучения в линиях субординатных серий. Благодаря этому населенность возбужденных уровней определяется исключительно рекомбинациями (или столкновениями в случае низких энергетических уровней) и последующими каскадными переходами электронов с уровня на уровень.

Прозрачность туманностей для излучения в линиях субординатных серий позволяет также легко определить количество энергии, излучаемое туманностью в этих линиях. Сравнение вычисленных интенсивностей линий с наблюдаемыми представляет хорошую проверку правильности теории.

Вычислим населенность возбужденных уровней водородного атома. Это даст нам, в частности, возможность определить относительные интенсивности бальмеровских линий (так называемый бальмеровский декремент).

Мы знаем, что водородный спектр туманностей имеет рекомбинационное происхождение. Поэтому прежде всего нам надо получить выражение для числа рекомбинаций. Очевидно, что это число пропорционально концентрации ионов и свободных электронов, т. е. величинам n^+ и n_e , и зависит от температуры свободных электронов T_e . Следовательно, число захватов на i -й уровень будет равно $n_e n^+ C_{if}(T_e)$. Для водородного атома коэффициент $C_{if}(T_e)$ вычисляется на основании (20.10). При этом пренебрегаем членом $\frac{c^3}{8\pi h \nu^3 \rho_\nu}$ (т. е. вынужденным излучением), значение $(\beta_\nu)_k$ берем из (5.55) и для k' его выражение из (5.24). Для водорода $Z=1$, а множитель g' можно принять равным единице. Окончательно имеем:

$$C_{if}(T_e) = \frac{2^9 \pi^5}{(6\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^3} \left(\frac{m}{k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{k T_e}} Ei \left(\frac{\chi_i}{k T_e} \right), \quad (24.14)$$

где χ_i — потенциал ионизации из i -го состояния, а прочие обозначения имеют обычный смысл.

Вычисление населенности возбужденных уровней основывается на условиях стационарности, заключающихся в том, что число атомов, попадающих в данное состояние, должно точно равняться числу атомов, уходящих из него.

Напишем условие стационарности для i -го уровня водорода. Число атомов, переходящих в i -е состояние, складывается из трех слагаемых: 1) из числа захватов непосредственно на i -й уровень $n_e n^+ C_{if}(T_e)$, 2) из числа спонтанных переходов из вышележащих дискретных состояний $\sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki}$ и 3) из числа переходов из первого состояния в i -е при поглощении квантов в лаймановских линиях $n_1 B_{1i} \rho_{1i}$ (напомним, что туманности непрозрачны для излучения в линиях основной серии). Следовательно, общее число переходов в i -е состояние за единицу времени в единице объема будет:

$$n_e n^+ C_{if}(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_1 B_{1i} \rho_{1i}.$$

С другой стороны, число атомов, покидающих i -е состояние, будет равно:

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik},$$

так как из i -го состояния возможны только спонтанные переходы вниз.

Приравнивая два последних выражения, получаем:

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} = n_e n^+ C_{if}(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_1 B_{1i} \rho_{1i} \quad (24.15)$$

($i = 2, 3, 4, \dots$).

Но мы уже видели, что все кванты в линиях лаймановской серии, излучаемые туманностью, сейчас же в ней поглощаются. Следовательно, число переходов $i \rightarrow 1$ почти точно равно числу переходов $1 \rightarrow i$, т. е.

$$n_i A_{i1} = n_1 B_{1i} \rho_{1i}. \quad (24.16)$$

Поэтому вместо (24.15) находим:

$$n_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} = n_e n^+ C_{if}(T_e) + \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} \quad (24.17)$$

($i = 3, 4, \dots$).

Таким образом, мы пришли к системе линейных алгебраических уравнений относительно чисел $z_k = \frac{n_k}{n_e n^+}$. Решение этой системы и

определяет населенность энергетических уровней водорода (начиная с третьего).

Если числа z_k известны, то легко найти относительные интенсивности эмиссионных линий. Энергия, излучаемая туманностью в линии, соответствующей переходу $k \rightarrow i$, равна:

$$E_{ki} = A_{ki} h \nu_{ik} \int n_k dV, \quad (24.18)$$

где интегрирование производится по всему объему туманности. Но $n_k = z_k n_e n^+$ и если считать, что электронная температура не меняется в туманности, то числа z_k можно вынести за знак интеграла. Поэтому мы получаем:

$$E_{ki} = z_k A_{ki} h \nu_{ik} \int n_e n^+ dV. \quad (24.19)$$

Найденная формула при заданном T_e дает интенсивности линий с точностью до постоянного множителя. В частности, при $i=2$ она определяет бальмеровский декремент.

Система уравнений (24.17) была приближенно решена Силлиэ, который использовал 12 первых уравнений ($i=3, 4, \dots, 14$) и откинул остальные. Полученные им числа $z_k \cdot 10^{20}$ при разных значениях T_e даны в таблице 18.

Более точные решения системы (24.17) были получены Менцелом и Бэкером [40, гл. II, III]. В их таблицах приведены значения величины b_i , определяемой соотношением, аналогичным (20.14):

$$n_i = b_i n_e n^+ \frac{h^3 i^2}{(2\pi m k T_e)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{\chi_i}{k T_e}},$$

т. е. показывающей, во сколько раз значение $\frac{n_i}{n_e n^+}$ в туманностях отличается от значения $\frac{n_i}{n_e n^+}$ в состоянии термодинамического равновесия с температурой T_e . Оказалось, что значения величин b_i довольно близки к единице, причем при $i \rightarrow \infty$, как и следовало ожидать, $b_i \rightarrow 1$. Для уровней с небольшими номерами результаты Менцела и Бэкера мало отличаются от результатов Силлиэ.

Бальмеровский декремент, вычисленный с помощью чисел z_k , взятых из таблицы 18, приведен в таблице 19. Из нее видно, что бальмеровский декремент очень слабо зависит от электронной температуры и практически может считаться постоянным.

Сравнение теории с наблюдениями обнаружило вначале некоторое расхождение между ними. Наблюдаемый бальмеровский декремент оказался более крутым, чем вычисленный, и притом заметно меняющимся от туманности к туманности. Однако затем это расхождение

было объяснено избирательным поглощением света в Галактике, приводящим к покраснению далеких объектов, благодаря чему наблюдаемое отношение интенсивностей линий $\frac{H\alpha}{H\beta}$ и кажется больше, чем оно есть на самом деле. Впервые на возможность такого объяснения

Т а б л и ц а 18

$k \backslash T_e$	5000°	10000°	20000°
3	0,41	0,23	0,13
4	0,59	0,33	0,17
5	0,89	0,48	0,24
6	1,29	0,68	0,34
7	1,78	0,92	0,45

Т а б л и ц а 19

T_e	5000°	10 000°	20 000°	Набл.
H α	2,70	2,78	2,88	2,77
H β	1,00	1,00	1,00	1,00
H γ	0,51	0,50	0,48	0,50
H δ	0,30	0,29	0,27	0,26
H ϵ	0,19	0,18	0,17	0,18

указал Г. А. Шайн [46], нашедший корреляцию между бальмеровским декрементом и галактической широтой туманности. Затем была найдена корреляция между бальмеровским декрементом и расстоянием до туманности.

После учета поглощения света в Галактике наблюдаемый бальмеровский декремент оказался в хорошем согласии с вычисленным. Это видно, например, из таблицы 19, в последнем столбце которой приведен наблюдаемый бальмеровский декремент с учетом поглощения света (средний для 17 туманностей).

Надо еще отметить, что получаемое из наблюдений отношение числа квантов в бальмеровском континууме к числу квантов в линии H β отклоняется от очевидного теоретического значения

$$\frac{n_e n + C_{2f}(T_e)}{n_4 A_{42}}$$

в ту же сторону, что и отношение интенсивностей линий, т. е. наблюдаемое отношение больше теоретического. Здесь, конечно, селективное поглощение света в пространстве также играет некоторую роль. Однако наблюдательные данные пока не очень надежны. В частности, дело усложняется наличием, по крайней мере у некоторых планетарных туманностей, непрерывного спектра неизвестного происхождения во всей видимой области.

В заключение следует сказать, что вычисление интенсивностей линий, излучаемых туманностями, может быть произведено не только для водорода, но и для других атомов. Результаты таких вычислений будут рассмотрены далее.

Б. Ионизация в туманностях. После нахождения степени возбуждения в туманностях, перейдем к определению степени ионизации. Для этого мы должны воспользоваться условием равновесия между

ионизациями и рекомбинациями. В настоящем разделе будем считать, что ионизация происходит только под действием излучения центральной звезды. Потом мы учтем наличие диффузного излучения самой туманности.

Найдем число ионизаций, случающихся в единице объема за единицу времени. Можно считать, что ионизация в туманностях происходит только из основного состояния. Поэтому, обозначая через n_1 число атомов в основном состоянии в единице объема и через $k_{1\nu}$ коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом, для искомого числа ионизаций получаем:

$$n_1 \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} \frac{c\rho_\nu}{h\nu} d\nu,$$

где ν_0 — частота ионизации и ρ_ν — плотность излучения в туманности, равная $\rho_\nu = W\rho_\nu^*$.

Что же касается рекомбинаций, то они происходят на все уровни. Поэтому полное число рекомбинаций будет равно:

$$n_e n^+ \sum_1^{\infty} C_{if}(T_e).$$

Так как число ионизаций должно равняться числу рекомбинаций, то мы имеем:

$$n_1 W \int_{\nu_0}^{\infty} k_{1\nu} \frac{c\rho_\nu^*}{h\nu} d\nu = n_e n^+ \sum_1^{\infty} C_{if}(T_e). \quad (24.20)$$

В сущности говоря, это и есть формула ионизации для туманностей. Однако ее можно значительно упростить, воспользовавшись связью, существующей между коэффициентами $k_{i\nu}$ и $C_{if}(T_e)$.

Подробный вывод был дан в § 5 курса; напомним основные положения.

Для вывода упомянутой связи рассмотрим состояние термодинамического равновесия. В этом случае, как известно, имеет место детальное равновесие. В частности, число ионизаций, происходящих с i -го уровня при поглощении квантов с частотами от ν до $\nu + d\nu$, должно равняться числу захватов на тот же уровень электронов со скоростями от v до $v + dv$, причем

$$h\nu = \frac{1}{2} mv^2 + \chi_i.$$

Обозначим через $n_e f(v) dv$ число свободных электронов со скоростями между v и $v + dv$ в 1 см^3 и через $n_e n^+ \beta_i(v) \nu f(v) dv$ число захватов таких электронов ионами на i -й уровень в 1 см^3 за 1 сек. Согласно сказанному

$$n_e n^+ \beta_i(v) \nu f(v) dv = 4\pi n_i k_{i\nu} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) \frac{I_\nu d\nu}{h\nu}, \quad (24.21)$$

где множитель $1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}$ учитывает так называемое «отрицательное поглощение».

Но при термодинамическом равновесии функция $f(v)$ определяется формулой Максвелла, интенсивность излучения I_ν — формулой Планка и распределение атомов по состояниям — формулами Больцмана и Саха. С помощью перечисленных формул из (24.21) получаем:

$$\beta_i(v) = \frac{h^2 v^2}{c^2 m^2 v^2} \frac{g_i}{g^+} k_{i\nu}, \quad (24.22)$$

где g_i — статистический вес i -го состояния данного атома, а g^+ — статистический вес основного состояния ионизованного атома.

Формула (24.22) и дает искомую связь между коэффициентами $\beta_i(v)$ и $k_{i\nu}$. Хотя при выводе ее предполагалось термодинамическое равновесие, она верна, разумеется, всегда.

Очевидно, что коэффициент $C_i(T_e)$ равен [см. (20.10)]

$$C_i(T_e) = \int_0^\infty \beta_i(v) v f(v) dv. \quad (24.23)$$

Здесь $f(v)$ выражает собой максвелловский закон распределения скоростей свободных электронов:

$$f(v) = \frac{4\pi m^3}{(2\pi m k T_e)^{\frac{3}{2}}} e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}}. \quad (24.24)$$

Теперь нам надо подставить найденное выражение для $C_i(T_e)$ в соотношение (24.20). Но прежде чем это сделать, перепишем его в виде

$$x n_1 W \int_{\nu_0}^\infty k_{1\nu} \frac{c \rho_\nu^*}{h\nu} d\nu = n_e n^+ C_1(T_e), \quad (24.25)$$

где x — доля захватов на первый уровень. Подставляя (24.23) в (24.25), находим:

$$x n_1 W \int_{\nu_0}^\infty k_{1\nu} \frac{v^2 dv}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1} = \frac{g_1}{g^+} n_e n^+ \frac{m h^3}{2 (2\pi m k T_e)^{\frac{3}{2}}} \int_0^\infty k_{1\nu} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} v dv. \quad (24.26)$$

Оба интеграла, входящих в полученное соотношение, легко вычисляются, если $k_{1\nu} \sim \frac{1}{\nu^2}$. В действительности для водородоподобных атомов $k_{1\nu} \sim \frac{1}{\nu^3}$

(для других атомов зависимость $k_{1\nu}$ от ν известна плохо). Однако мы будем все-таки считать, что коэффициент поглощения обратно пропорционален квадрату частоты, так как происходящая от этого ошибка очень невелика. В результате получаем:

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = \frac{g^+}{g_1} x W \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{2 (2\pi m k T_*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \ln \left(1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT_*}} \right)^{-1}. \quad (24.27)$$

Формулу (24.27) можно несколько упростить, заметив, что множители $\frac{g^+}{g_1}$, $2x$ и $\sqrt{\frac{T_e}{T_*}}$ не сильно отличаются от единицы и, кроме того, обычно $h\nu_0 \gg kT_*$. Поэтому приближенно формула ионизации для туманностей принимает следующий вид:

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = W \frac{(2\pi m k T_*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{h\nu_0}{kT_*}}. \quad (24.28)$$

Мы видим, что формула (24.28) отличается от обычной ионизационной формулы наличием множителя W в правой части. Этот множитель для туманностей очень мал ($W \approx 10^{-18}$). Однако это не значит, что степень ионизации, т. е. величина $\frac{n^+}{n_1}$, также мала. В действительности степень ионизации в туманностях может быть весьма значительной, так как малость фактора разрежения излучения W компенсируется малостью концентрации свободных электронов n_e .

Строго говоря, приближенная формула (24.28) справедлива лишь тогда, когда оптическая толща туманности за границей основной серии данного атома меньше единицы. В противном случае необходимо учитывать поглощение излучения звезды, а также наличие диффузного излучения туманности, происходящего от рекомбинаций на первый уровень. В дальнейшем будет, однако, показано, что роль диффузного излучения в туманностях очень невелика. Поэтому достаточно учесть только ослабление излучения, приходящего непосредственно от звезды. Очевидно, что это можно сделать введением в правой части формулы (24.28) множителя $e^{-\tau}$, где τ — оптическое расстояние от ядра за границей основной серии, соответствующее некоторому среднему коэффициенту поглощения. Таким образом, вместо формулы (24.28) получаем:

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = W \frac{(2\pi m k T_*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{h\nu_0}{kT_*}} e^{-\tau}. \quad (24.29)$$

Допустим, что при $\tau < 1$ степень ионизации весьма высока, т. е. $\frac{n^+}{n_1} \gg 1$. Когда τ становится порядка единицы, степень ионизации быстро убывает. В свою очередь благодаря увеличению числа нейтральных атомов это ведет к быстрому росту τ . Следовательно, переход от значений $\tau < 1$ к значениям $\tau \gg 1$, а вместе с тем и переход от $\frac{n^+}{n_1} \gg 1$ к $\frac{n^+}{n_1} \ll 1$ происходит на сравнительно небольшом линейном расстоянии. Таким образом, приближенно туманность по отношению к атомам или ионам данного вида может быть разделена на две области: внутреннюю, в которой степень ионизации определяется формулой (24.28), и внешнюю, в которой степень иони-

зации равна нулю. Первая область светится в линиях рассматриваемого атома, вторая — не светится. Граница между этими областями находится там, где оптическое расстояние от ядра за пределом основной серии порядка единицы.

Ясно, что в рассматриваемом случае разные атомы будут излучать, вообще говоря, в различных объемах, т. е. должна существовать «стратификация» излучения в туманностях. Так это и есть на самом деле: изображения туманностей, полученные с помощью бесщелевого спектрографа, имеют в разных линиях неодинаковую величину. Это свидетельствует о том, что по крайней мере для некоторых атомов оптическая толща туманности за пределом основной серии превосходит единицу. Исключением является, может быть, водород, так как размеры изображений туманностей в балмеровских линиях обычно оказываются наибольшими и, следовательно, у нас нет уверенности в том, что за областями туманностей, светящихся в этих линиях, простираются еще области, которые в них не светятся.

Наблюдения обнаруживают также следующий интересный факт: чем выше потенциал ионизации атома, тем меньше размеры изображений туманности в его линиях. Так, например, размеры изображений в линиях ионизованного гелия значительно меньше, чем в линиях нейтрального гелия. Объясняется это просто. Рассмотрим для примера гелиевую туманность. Если температура центральной звезды достаточно высока, то в области туманности, ближайшей к звезде, должны существовать главным образом однажды и дважды ионизованные атомы гелия, причем свечение будет происходить в линиях He II . Эта область кончится там, где оптическое расстояние от ядра за границей основной серии ионизованного гелия станет порядка единицы. За пределы указанной области излучение звезды, способное второй раз ионизовать гелий, уже не проникнет и там будут находиться лишь атомы, однажды ионизованные и нейтральные. Эта вторая область должна светиться только в линиях He I . В свою очередь она кончится там, где оптическое расстояние от ядра за пределом основной серии нейтрального гелия сделается порядка единицы. Дальше уже не будет доходить излучение звезды, способное ионизовать атомы He I , и эта внешняя часть туманности совсем не будет светиться.

Приведенное рассуждение применимо не только к гелию, но и к другим элементам. Однако в действительных туманностях, состоящих из многих элементов, картина будет несколько сложнее, так как участки спектра звезды, поглощаемые различными атомами и ионами, могут между собой перекрываться.

6. Массы туманностей. Изложенные результаты позволяют применить простые методы для оценки масс и плотностей газовых туманностей. Приступая к этому, допустим, что самым распространенным элементом в туманностях, как и в звездных атмосферах, является

водород. Иными словами, найдем массы и концентрации водорода в туманностях.

Самый простой, хотя довольно грубый, способ оценки массы планетарной туманности основан на предположении, что ее оптическая толща за границей лаймановской серии равна по порядку единице. Что названная оптическая толща не может быть очень мала по сравнению с единицей, следует из того, что в противном случае температуры звезд, найденные методом Занстра, пришлось бы сильно увеличить. С другой стороны, в предыдущем разделе было высказано сомнение в том, что рассматриваемая оптическая толща может значительно превосходить единицу. Таким образом, мы вправе допустить:

$$\tau_0 = n_1 k r = 1. \quad (24.30)$$

Возможно, впрочем, что указанные сомнения неосновательны. Если это так, то равенство (24.30) будем относить только к светящейся части туманности. Поэтому, пользуясь им, мы получим некоторую нижнюю границу искомой массы.

В соотношении (24.30) k есть коэффициент поглощения за границей серии Лаймана, рассчитанный на один атом. Он равен $k = 0,5 \cdot 10^{-17}$. Если для радиуса туманности принять значение $r = 13\,000$ астр. ед. $= 2 \cdot 10^{17}$ см, то для числа нейтральных атомов водорода в 1 см^3 получаем: $n_1 = 1$.

Чтобы найти число ионизованных атомов водорода, воспользуемся формулой (24.28). Для водорода ее можно переписать в виде

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = 2,44 \cdot 10^{15} W T_*^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{157\,200}{T_*}}. \quad (24.31)$$

Для средней туманности возьмем: $W = 10^{-14}$, $T_* = 40\,000^\circ$. Кроме того, можем считать: $n_e = n^+$. С только что полученным значением $n_1 = 1$ формула (24.31) для числа ионов водорода в 1 см^3 дает: $n^+ = 2000$.

Мы видим, что водород в планетарных туманностях находится преимущественно в ионизованном состоянии. Поэтому масса туманности может быть оценена по формуле

$$M = \frac{4}{3} \pi r^3 n^+ m_H, \quad (24.32)$$

где m_H — масса атома водорода. Эта формула дает:

$$M = 10^{32} \text{ г} = 0,05 M_\odot.$$

Другой, более точный, способ определения масс туманностей основан на использовании формулы (24.19), определяющей количество

энергии, излучаемое туманностью в водородных линиях. Эта формула приближенно может быть записана так:

$$E_{k\ell} = z_k A_{k\ell} h\nu_{\ell k} n^+ V. \quad (24.33)$$

Отсюда для концентрации водородных ионов находим:

$$n^+ = \sqrt{\frac{E_{k\ell}}{z_k A_{k\ell} h\nu_{\ell k} V}} \quad (24.34)$$

и, следовательно, для массы туманности:

$$M = m_H \sqrt{\frac{E_{k\ell} V}{z_k A_{k\ell} h\nu_{\ell k}}}. \quad (24.35)$$

Как и раньше, в случае большой оптической толщи туманности за границей лаймановской серии формула (24.35) определяет массу не всей туманности, а лишь ее светящейся части.

Перейдем в формулах (24.34) и (24.35) от энергии $E_{k\ell}$ к полной визуальной светимости туманности L . Положим:

$$E_{k\ell} = \lambda_{\ell k} L.$$

Тогда вместо (24.34) и (24.35) имеем:

$$\rho = m_H n^+ = C \sqrt{\frac{L}{V}}, \quad (24.36)$$

$$M = C \sqrt{LV}, \quad (24.37)$$

где

$$C = m_H \sqrt{\frac{\lambda_{\ell k}}{z_k A_{k\ell} h\nu_{\ell k}}}. \quad (24.38)$$

Так как визуальная светимость туманности определяется в основном линиями N_1 и N_2 , то, грубо говоря, величина $\lambda_{\ell k}$ представляет собой отношение интенсивности данной линии к интенсивности линий $N_1 + N_2$. Например, в том случае, когда отношение интенсивностей линий $\frac{N_2}{N_1 + N_2}$ равно 3, величина λ_{24} равна $\frac{1}{12}$. В этом случае $C = 1,5 \cdot 10^{-12}$. Конечно, величина λ_{24} несколько меняется от туманности к туманности. Однако это мало сказывается на значении C , так как в формуле (24.38) $\lambda_{\ell k}$ входит под знаком корня. Поэтому в первом приближении множитель C может считаться постоянным для всех туманностей.

Вычисление масс планетарных туманностей по формуле (24.37) приводит к значениям порядка нескольких сотых массы Солнца, а вычисление концентраций по формуле (24.36) — к значениям порядка нескольких тысяч атомов в 1 см^3 . Эти значения не отличаются в среднем от полученных выше $M = 0,05 M_\odot$, $n^+ = 2000$. Массы и плотности отдельных туманностей могут отклоняться от указанных средних значений, повидимому, в десятки раз. Вызывается это глав-

ным образом дисперсией объемов, так как дисперсия светимостей туманностей очень невелика.

То обстоятельство, что массы планетарных туманностей составляют лишь долю массы Солнца, вновь подчеркивает их подчиненное положение по отношению к ядрам. Это тем более важно указать, что, по современным взглядам, планетарные туманности произошли в результате выбрасывания вещества из центральных звезд.

Формула (24.37) может быть применена также к определению масс диффузных газовых туманностей, светящихся, как известно, по той же причине, по какой светятся планетарные туманности. Однако в этом случае объемы и светимости (особенно последние) известны еще очень плохо. Все же можно утверждать, что массы диффузных туманностей могут доходить до сотен и тысяч масс Солнца. Несомненно, что этот факт также имеет большое космогоническое значение.

7. Химический состав туманностей. В предыдущем разделе была определена концентрация водородных атомов в планетарных туманностях. Теперь мы покажем, как найти концентрацию других атомов (по отношению к водороду). При этом будем считать известными получаемые из наблюдений отношения интенсивностей линий данного элемента к интенсивностям линий бальмеровской серии.

Допустим сначала, что линии рассматриваемого атома (нейтрального или ионизованного) возникают в результате рекомбинаций. Составим для каждого уровня этого атома уравнения стационарности, аналогичные уравнениям (24.27) для водорода. Система указанных

уравнений даст нам величины $z'_m = \frac{n'_m}{n_e n'^+}$, где n'_m — число атомов в m -м состоянии и n'^+ — число атомов в следующей стадии ионизации (в единице объема). С помощью величин z'_m для энергии, излучаемой туманностью в линии данного атома, возникающей при переходе $m \rightarrow l$, получаем:

$$E'_{ml} = z'_m A'_{ml} h \nu'_{lm} n_e n'^+ V',$$

где V' — объем, светящийся в рассматриваемой линии. Напишем аналогичное выражение для энергии, излучаемой туманностью в бальмеровской линии, соответствующей переходу $k \rightarrow 2$:

$$E_{k2} = z_k A_{k2} h \nu_{2k} n_e n^+ V.$$

Из двух последних формул следует:

$$\frac{E'_{ml}}{E_{k2}} = \frac{z'_m A'_{ml} \nu'_{lm} n'^+ V'}{z_k A_{k2} \nu_{2k} n^+ V}. \quad (24.39)$$

Так как отношение интенсивностей линий $\frac{E'_{ml}}{E_{k2}}$ может быть получено из наблюдений, то формула (24.39) дает возможность определить

$\frac{n'^+}{n^+}$, т. е. отношение числа атомов данного элемента в некоторой стадии ионизации к числу ионов водорода.

Чтобы получить число атомов в других стадиях ионизации, следует воспользоваться ионизационной формулой (24.28). При этом мы найдем, в какой стадии ионизации находится большинство атомов данного элемента. Тем самым будет определена полная концентрация этого элемента в туманности.

Описанные вычисления легче всего выполнить для ионизованного гелия (и других водородоподобных ионов), так как в этом случае величины z'_m могут быть получены из величин z_m для водорода. В самом деле, если Z — атомный номер водородоподобного иона, то его энергетические уровни лежат в Z^2 раз глубже водородных уровней, а выражения, определяющие вероятности рекомбинаций и спонтанных переходов, получаются из соответствующих выражений для водорода путем умножения на Z^4 . Благодаря этому из рассмотрения уравнений (24.17) и формулы (24.14) находим: числа z'_m для ионизованного гелия будут в восемь раз меньше чисел z_m для водорода, если взять температуру, в четыре раза большую, т. е.

$$z'_m(4T_e) = \frac{1}{8} z_m(T_e).$$

Вычисление величин z'_m для нейтрального гелия было произведено А. А. Никитиным *). Полученные им относительные интенсивности гелиевых линий оказались в удовлетворительном согласии с наблюдениями как для сингулетных, так и для триплетных серий. С помощью формулы (24.39) он нашел, что число атомов гелия в туманностях в среднем в 10 раз меньше числа атомов водорода.

Определение концентрации других атомов в туманностях представляет значительные трудности, так как вероятности спонтанных переходов и захватов известны для них очень плохо. Кроме того, некоторая неуверенность связана с переходом от одной стадии ионизации к другой при помощи ионизационной формулы вследствие вероятного отклонения излучения звезд в далекой ультрафиолетовой области спектра от закона Планка. Однако в этих случаях возможны приближенные оценки. Результаты таких оценок будут приведены в конце параграфа.

Другая возможность для определения концентрации атомов в туманностях представляется ввиду присутствия в их спектрах запрещенных линий, возбуждаемых электронным ударом. Найдем для примера концентрации атомов дважды ионизованного кислорода по наблюдаемому отношению интенсивностей линий $N_1 + N_2$ и $H\beta$.

Обозначим через n_{OIII} число ионов $OIII$ в 1 см^3 . Эти ионы находятся преимущественно в первом состоянии. При столкновениях со

*) А. А. Никитин, Ученые записки ЛГУ, № 136, 1950.

свободными электронами происходят переходы из первого состояния во второе. Число таких переходов, совершающихся в 1 см^3 за 1 сек., запишем в виде $n_{\text{O III}} n_e b'_{12}(T_e)$. Почти все атомы, перешедшие из первого состояния во второе, возвращаются затем спонтанно вниз с излучением квантов в линиях N_1 и N_2 . Поэтому полная энергия, излучаемая туманностью в линиях N_1 и N_2 , будет равна:

$$E_{N_1+N_2} = n_{\text{O III}} n_e b'_{12}(T_e) h\nu'_{12} V',$$

где V' — объем туманности, светящейся в рассматриваемых линиях.

С другой стороны, для энергии, излучаемой туманностью в линии $\text{H}\beta$, имеем:

$$E_{\text{H}\beta} = z_4 A_{42} h\nu_{24} n_e n^+ V.$$

Две последние формулы дают:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\text{H}\beta}} = 4 \frac{E_{N_2}}{E_{\text{H}\beta}} = \frac{n_{\text{O III}}}{n^+} \frac{b'_{12}(T_e)}{z_4 A_{42}} \frac{\nu'_{12}}{\nu_{24}} \frac{V'}{V}. \quad (24.40)$$

Для нахождения с помощью полученной формулы отношения $\frac{n_{\text{O III}}}{n^+}$ необходимо иметь из наблюдений отношения $\frac{E_{N_2}}{E_{\text{H}\beta}}$ и $\frac{V'}{V}$. В спектрах планетарных туманностей линия N_2 ярче линии $\text{H}\beta$ в среднем в три раза, а изображения туманностей, полученные при помощи бесщелевого спектрографа, в этих линиях приблизительно одинаковы. Поэтому мы примем: $\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\text{H}\beta}} = 12$, $\frac{V'}{V} = 1$.

Величина $b'_{12}(T_e)$ весьма сильно зависит от T_e . Однако электронные температуры туманностей заключены в довольно узких пределах. Мы возьмем $T_e = 8000^\circ$. При этой температуре $b'_{12} = 0,5 \cdot 10^{-8}$. Далее, из таблицы 18 при той же температуре находим: $z_4 = 0,4 \cdot 10^{-20}$. Наконец, имеем: $A_{42} = 8,37 \cdot 10^6$, $\frac{\nu'_{12}}{\nu_{24}} \approx 1$ (так как линии $\text{H}\beta$ и N_2 расположены рядом).

С помощью перечисленных данных из формулы (24.40) получаем: $\frac{n_{\text{O III}}}{n^+} = 10^{-4}$. Таким образом, в планетарных туманностях на каждый ион O III приходится десять тысяч ионов водорода.

Важно отметить, что в спектрах туманностей наблюдаются линии O II , возникающие в результате рекомбинаций. Это дает возможность оценить число ионов O III также первым из описанных выше способов. Получается хорошее согласие между двумя оценками, что свидетельствует об их правильности. Аналогичная проверка находимых концентраций может быть произведена также для некоторых других атомов.

Изложенными методами (или несколько отличными от них) концентрация различных атомов в планетарных туманностях была определена рядом авторов. Последние результаты приведены в таблице 1 (см. стр. 45).

Учитывая неточность таких определений, можно заключить, что нет больших различий в химическом составе туманностей и звездных атмосфер. Этот вывод можно сформулировать так: верхние слои Солнца, доведенные до размеров туманности и освещенные горячей звездой, должны дать в точности такой же тип спектра, какой наблюдается у планетарных туманностей.

§ 25. Лучистое равновесие планетарных туманностей

1. Поле L_c -излучения. Выше при определении интенсивности эмиссионных линий предполагалось, что туманности прозрачны для излучения в этих линиях. Такое предположение не вызывает сомнения по отношению к линиям субординатных серий, так как в возбужденных состояниях находится ничтожное меньшинство атомов. Оно справедливо также и по отношению к запрещенным линиям (даже если нижнее состояние — основное), ибо коэффициент поглощения в этих линиях чрезвычайно мал.

Однако, вообще говоря, туманности не прозрачны для излучения в частотах основной серии. Это сильно усложняет расчет поля излучения в указанных частотах, так как при этом приходится пользоваться уравнением переноса излучения. Мы сейчас сделаем расчет поля излучения в частотах лаймановской серии водорода. Впервые эта задача была рассмотрена В. А. Амбарцумяном *). Затем ряд авторов дал уточнение и обобщение полученного им решения.

При исследовании переноса излучения в туманностях имеет существенное значение геометрическая модель туманности. Мы примем (как это обычно делается), что туманность ограничена двумя концентрическими сферами с радиусами r_1 и r_2 . В центре этих сфер находится ядро туманности. Толщину туманности будем считать малой по сравнению с ее расстоянием от ядра (т. е. $r_2 - r_1 \ll r_1$). В таком случае туманность может считаться состоящей из плоскопараллельных слоев, а фактор разрежения излучения в туманности — постоянным.

Остановимся сначала на поле излучения в лаймановском континууме. При поглощении L_c -квантов, поступающих от звезды в туманность, происходит ионизация водородных атомов. При рекомбинациях на первый уровень эти кванты снова излучаются. Обозначим долю рекомбинаций на первый уровень из всех рекомбинаций через x . Тогда мы можем сказать, что в туманностях происходит рассеяние L_c -квантов, причем вероятность «выживания» кванта при элементарном акте рассеяния равна x .

*) В. А. Амбарцумян, Известия ГАО 13, № 3, 1933.

Будем для простоты рассматривать весь лаймановский континуум как один уровень. Пусть κ — средний атомный коэффициент в континууме и τ — соответствующая оптическая глубина, отсчитанная от внутренней границы туманности, т. е.

$$\tau = \int_{r_1}^r n_1 \kappa dr.$$

Обозначим через πS количество квантов в лаймановском континууме, падающих от звезды на 1 см^2 внутренней границы туманности. Очевидно, что на оптической глубине τ в 1 см^3 поглощается из них $n_1 \kappa \pi S e^{-\tau}$ квантов. Однако кроме излучения, приходящего непосредственно от звезды, в данном объеме поглощается также диффузное излучение самой туманности, возникающее при рекомбинациях на первый уровень. Количество квантов диффузного L_c -излучения, поглощаемых в 1 см^3 , будет равно $n_1 \kappa \int K(\tau, \vartheta) d\omega$, где $K(\tau, \vartheta) h\nu_0$ — интенсивность излучения, идущего под углом ϑ к нормали на оптической глубине τ , и интегрирование производится по всем телесным углам.

Из общего количества квантов

$$n_1 \kappa \pi S e^{-\tau} + n_1 \kappa \int K(\tau, \vartheta) d\omega,$$

поглощаемых единицей объема, переходит снова в L_c -излучение доля κ . Поэтому, обозначая через $4\pi n_1 \kappa C(\tau)$ количество квантов, излучаемых этим объемом в лаймановском континууме, получаем:

$$C(\tau) = \kappa \int K(\tau, \vartheta) \frac{d\omega}{4\pi} + \kappa \frac{S}{4} e^{-\tau}. \quad (25.1)$$

Таково условие лучистого равновесия для L_c -излучения в туманности.

Кроме уравнения (25.1), величины $C(\tau)$ и $K(\tau, \vartheta)$ связаны еще уравнением переноса излучения, которое в случае плоскопараллельных слоев имеет вид

$$\cos \vartheta \frac{dK(\tau, \vartheta)}{d\tau} = C(\tau) - K(\tau, \vartheta). \quad (25.2)$$

Уравнения (25.1) и (25.2) должны быть решены при следующих граничных условиях:

$$\left. \begin{aligned} K(0, \vartheta) &= K(0, \pi - \vartheta), \\ K(\tau_0, \vartheta) &= 0 \quad \left(\text{при } \vartheta > \frac{\pi}{2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (25.3)$$

Первое из этих условий, имеющее место на внутренней границе туманности (при $\tau = 0$), означает, что интенсивность излучения, вы-

ходящего из туманности, равна интенсивности излучения, входящего в туманность. Это происходит потому, что излучение, входящее в туманность в каком-либо месте на внутренней границе под углом ϑ к нормали, есть не что иное, как излучение, выходящее из туманности под углом $\pi - \vartheta$ на противоположной стороне (рис. 61).

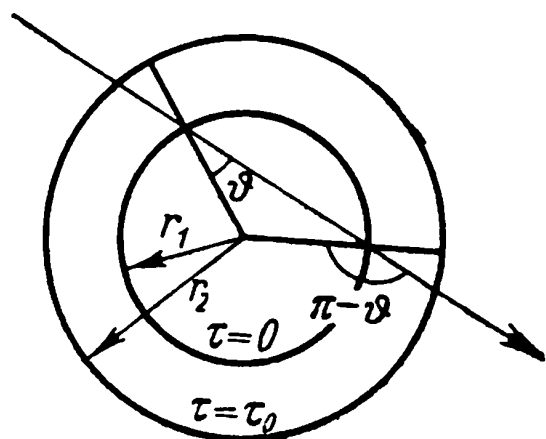


Рис. 61.

Второе же условие выражает тот очевидный факт, что на внешней границе туманности (при $\tau = \tau_0$) нет излучения, идущего внутрь.

Таким образом, наша задача состоит в решении уравнений (25.1) и (25.2) при граничных условиях (25.3). Указанные уравнения легко могут быть решены одним из приближенных методов, известных в теории лучистого равновесия (путем усреднения интенсивности излучения по направлениям).

Однако мы предпочтем составить интегральное уравнение. Решая уравнение (25.2) относительно $K(\tau, \vartheta)$ при условиях (25.3) и подставляя найденное выражение для $K(\tau, \vartheta)$ в уравнение (25.2), получаем:

$$C(\tau) = \frac{p}{2} \int_0^{\tau_0} [Ei |(\tau - \tau')| + Ei(\tau + \tau')] C(\tau') d\tau' + x \frac{S}{4} e^{-\tau}, \quad (25.4)$$

где

$$Ei(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} e^{-\tau} \frac{d\tau}{\tau}.$$

Ясно, что чем больше оптическая толща туманности, тем большую роль играет в ней диффузное излучение. Поскольку же наша основная цель и состоит в выяснении роли диффузного излучения, то мы положим $\tau_0 = \infty$. В таком случае уравнение (25.4) приближенно может быть переписано в виде

$$C(\tau) = \frac{x}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} Ei |(\tau - \tau')| C(\tau') d\tau', \quad (25.5)$$

причем уравнение (25.5) тем точнее определяет функцию $C(\tau)$, чем больше оптическая глубина τ .

Но уравнение (25.5) имеет следующее точное решение:

$$C(\tau) = A e^{-k\tau}, \quad (25.6)$$

где k — корень уравнения

$$\frac{x}{2k} \cdot \lg \frac{1+k}{1-k} = 1 \quad (25.7)$$

и A — произвольная постоянная. Мы будем рассматривать функцию (25.6) как приближенное решение уравнения (25.4) и найдем постоянную A из того условия, чтобы это уравнение удовлетворялось точно в среднем. Тогда для A получаем:

$$A = \frac{kxS}{4(1-x)}. \quad (25.8)$$

Значения величины k , найденные из уравнения (25.7), приведены в нижеследующей таблице:

x	0	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
k	1,00	0,96	0,91	0,82	0,70	0,52	0

Для L_c -излучения величина x равна:

$$x = \frac{C_1(T_e)}{\sum_1^{\infty} C_i(T_e)},$$

где $C_i(T_e)$ определяется формулой (24.14). Вычисления по этой формуле дают:

T_e	5000	10 000	20 000	50 000
x	0,39	0,44	0,49	0,57

Так как электронные температуры туманностей близки к $10\,000^\circ$, то из приведенных таблиц получаем: $k = 0,97$. Мы примем просто $k = 1$. В таком случае для искомой функции $C(\tau)$ находим:

$$C(\tau) = \frac{xS}{4(1-x)} e^{-\tau}. \quad (25.9)$$

Сравнивая полученное выражение для $C(\tau)$ с выражением (25.1), мы видим, что число квантов диффузного L_c -излучения равно приблизительно числу L_c -квантов, приходящих непосредственно от звезды. Таким образом, надо признать, что роль диффузного излучения довольно невелика.

Такой результат объясняется тем, что доля захватов на первый уровень, т. е. величина x , сравнительно мала (меньше половины). Если бы x было близко к единице, то диффузное излучение

преобладало бы над прямым. Особенно это было бы заметно на больших оптических глубинах (вследствие малости величины k в этом случае).

2. Поле $L\alpha$ -излучения. Гораздо более интересные, чем в предыдущем случае, результаты получаются при анализе поля $L\alpha$ -излучения в туманностях. Выше мы видели, что из каждого L_c -кванта, переработанного туманностью, обязательно образуется один $L\alpha$ -квант. Эти кванты диффундируют затем в туманности, претерпевая «чистые» рассеяния. Но оптическая толща туманности в линии $L\alpha$ в 10^4 — 10^5 раз больше оптической толщи в лаймановском континууме, т. е. очень велика. Это ведет к тому, что каждый $L\alpha$ -квант, прежде чем покинуть туманность, должен испытать огромное число рассеяний. Следовательно, заранее можно сказать, что плотность $L\alpha$ -излучения в туманностях должна быть чрезвычайно большой.

Пусть s_{12} — коэффициент поглощения в линии $L\alpha$, рассчитанный на один атом. Введем оптическую глубину t и оптическую толщу t_0 в этой линии:

$$t = \int_{r_1}^r n_1 s_{12} dr, \quad t_0 = \int_{r_1}^{r_2} n_1 s_{12} dr. \quad (25.10)$$

Обозначим

$$\frac{t}{\tau} = \frac{t_0}{\tau_0} = \frac{s_{12}}{\kappa} = \frac{1}{q}. \quad (25.11)$$

Как уже говорилось, это отношение порядка 10^4 — 10^5 .

Обозначим через $K_{12}(t, \vartheta) h\nu_{12}$ интенсивность $L\alpha$ -излучения, идущего под углом ϑ к нормали на оптической глубине t , и через $4\pi n_1 s_{12} C_{12}(t)$ — количество $L\alpha$ -квантов, излучаемых в единицу времени единицей объема на той же глубине. Величины $s_{12}(t)$ и $C_{12}(t)$ связаны друг с другом обычным уравнением переноса излучения

$$\cos \vartheta \frac{dK_{12}(t, \vartheta)}{dt} = C_{12}(t) - K_{12}(t, \vartheta). \quad (25.12)$$

Составим теперь уравнение лучистого равновесия для $L\alpha$ -излучения. Будем при этом предполагать, что все $L\alpha$ -кванты образуются из L_c -квантов, т. е. пренебрежем излучением звезды в лаймановских линиях (в том числе и в самой линии $L\alpha$) по сравнению с излучением в лаймановском континууме. Ясно, что такое предположение вполне допустимо, если только τ_0 не очень мало по сравнению с единицей.

В предыдущем разделе мы видели, что в результате поглощения L_c -излучения в единице объема за единицу времени происходит $4\pi n_1 \kappa C(\tau)$ рекомбинаций на первый уровень. Очевидно, что число рекомбинаций на все другие уровни получается отсюда умножением на $\frac{1-x}{x}$. Но каждая из таких рекомбинаций неизбежно ведет

к образованию $L\alpha$ -кванта. Поэтому количество $L\alpha$ -квантов, возникающих из L_c -излучения, будет равно:

$$4\pi \frac{1-x}{x} n_1 \chi C(\tau).$$

Однако элемент объема излучает в линии $L\alpha$ не только эти кванты. Гораздо большее количество квантов он рассеивает. Точнее говоря, он излучает еще столько квантов, сколько поглощает из поля диффузного $L\alpha$ -излучения. (Понятно, что это диффузное $L\alpha$ -излучение также возникло из L_c -излучения и еще не успело уйти из туманности.) Таким образом, всего единицей объема излучается $L\alpha$ -квантов

$$n_1 s_{12} \int K_{12}(t, \vartheta) d\omega + 4\pi \frac{1-x}{x} n_1 \chi C(\tau).$$

Выше же это количество квантов было обозначено через $4\pi n_1 s_{12} C_{12}(t)$. Поэтому в качестве условия лучистого равновесия получаем:

$$C_{12}(t) = \int K_{12}(t, \vartheta) \frac{d\omega}{4\pi} + q \frac{1-x}{x} C(\tau). \quad (25.13)$$

Входящая в полученное уравнение функция $C(\tau)$ определена формулой (25.9). Учитывая это, окончательно находим:

$$C_{12}(t) = \int K_{12}(t, \vartheta) \frac{d\omega}{4\pi} + q \frac{S}{4} e^{-qt}. \quad (25.14)$$

Решим уравнения (25.12) и (25.14) в приближении Эддингтона. Пусть $\bar{K}_{12}(t) h\nu_{12}$ — средняя интенсивность $L\alpha$ -излучения и $4\pi \bar{H}_{12}(t) h\nu_{12}$ — поток этого излучения, т. е.

$$\bar{K}_{12} = \int K_{12}(t, \vartheta) \frac{d\omega}{4\pi}, \quad \bar{H}_{12}(t) = \int K_{12}(t, \vartheta) \cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (25.15)$$

Указанные уравнения дают:

$$\left. \begin{aligned} \bar{K}_{12}(t) &= a - 3bt - \frac{3S}{4q} e^{-qt}, \\ \bar{H}_{12}(t) &= b - \frac{S}{4} e^{-qt}, \end{aligned} \right\} \quad (25.16)$$

где a и b — произвольные постоянные.

Для нахождения произвольных постоянных необходимо поставить граничные условия. Здесь надо различать два случая:

1) Туманность неподвижна (или расширяется со скоростью, не превосходящей среднюю термическую скорость атомов). В таком случае условия на границах не отличаются от условий (29.3) для L_c -излучения. В принятом нами приближении их можно записать так:

$$\bar{H}_{12}(0) = 0, \quad 2\bar{H}_{12}(t_0) = \bar{K}_{12}(t_0). \quad (25.17)$$

2) Скорость расширения туманности велика по сравнению со средней термической скоростью атомов. В данном случае $L\alpha$ -кванты, идущие от одной стороны туманности, уже не поглощаются атомами на противоположной стороне вследствие эффекта Допплера. Благодаря этому условие на внутренней границе туманности становится аналогичным условию на внешней границе, т. е. мы имеем:

$$2\bar{H}_{12}(0) = -\bar{K}_{12}(0), \quad 2\bar{H}_{12}(t_0) = \bar{K}_{12}(t_0). \quad (25.18)$$

Будем для простоты считать, что оптическая толща туманности в лаймановском континууме значительно больше единицы, т. е. $qt_0 \gg 1$. Тогда в первом из указанных случаев для постоянных a и b получаем:

$$a = \frac{3}{4} St_0, \quad b = \frac{S}{4}, \quad (25.19)$$

а во втором:

$$a = \frac{3S}{4q}, \quad b = \frac{S}{4qt_0}. \quad (25.20)$$

Подстановка найденных значений a и b в формулы (25.16) дает возможность вычислить плотность и поток $L\alpha$ -излучения на любой оптической глубине в туманности. Найдем для примера плотность $L\alpha$ -излучения на внутренней границе туманности в первом из рассмотренных случаев. Очевидно, что число $L\alpha$ -квантов в 1 см^3 равно $\frac{4\pi}{c} \bar{K}_{12}(t)$. При $t=0$ получаем:

$$\frac{4\pi}{c} \bar{K}_{12}(0) = \frac{3\pi S}{c} t_0.$$

Но $\frac{\pi S}{c}$ есть число L_c -квантов в 1 см^3 при $t=0$. Следовательно, плотность $L\alpha$ -излучения на внутренней границе туманности в $3t_0$, т. е. в десятки тысяч раз больше плотности L_c -излучения. В свою очередь плотность L_c -излучения при температуре звезды порядка $40\,000 - 50\,000^\circ$ примерно в $5 \cdot 10^4$ раз больше плотности $L\alpha$ -излучения, приходящего от звезды. Поэтому плотность диффузного $L\alpha$ -излучения на внутренней границе туманности будет в 10^9 раз больше, чем она была бы, если бы существовало только прямое $L\alpha$ -излучение ядра. Эта плотность несравненно превосходит плотность излучения во всех других линиях водородного спектра. Однако если W порядка 10^{-18} , то все же она в 10^4 раз меньше, чем плотность $L\alpha$ -излучения на поверхности звезды.

В связи со столь большой плотностью $L\alpha$ -излучения в туманностях представляют интерес следующие два вопроса: 1) Какова средняя продолжительность пребывания $L\alpha$ -кванта в туманности? и 2) Как велико среднее число рассеяний, претерпеваемых $L\alpha$ -квантом?

Чтобы ответить на первый из этих вопросов, надо знать общее количество $L\alpha$ -квантов, находящихся в туманности, и количество

$L\alpha$ -квантов, возникающих из L_c -излучения (или уходящих из туманности) за единицу времени. Очевидно, что отношение первого из этих количеств ко второму и даст нам искомую продолжительность пребывания кванта в туманности. Как уже отмечалось, в 1 см^3 находится $\frac{4\pi}{c} \bar{K}_{12}(t)$ $L\alpha$ -квантов. Поэтому общее число $L\alpha$ -квантов в туманности будет равно:

$$4\pi r_1^2 \frac{4\pi}{c} \int_0^{t_0} \bar{K}_{12}(t) \frac{dt}{n_1 s_{12}}.$$

Что же касается числа $L\alpha$ -квантов, возникающих в туманности, то оно просто равно числу L_c -квантов, приходящих от центральной звезды. Поэтому за секунду в туманности образуется $4\pi r_1^2 \pi S$ $L\alpha$ -квантов. Следовательно, для средней продолжительности пребывания кванта в туманности получаем:

$$T = \frac{4}{cS} \int_0^{t_0} \bar{K}_{12}(t) \frac{dt}{n_1 s_{12}}. \quad (25.21)$$

Для вычисления интеграла нам надо иметь выражение для величины $\bar{K}_{12}(t)$. Подставляя постоянные a и b , определенные формулой (25.19), в первую из формул (25.16) и откидывая в ней последний член (который мал в силу нашего предположения $qt_0 \gg 1$), находим:

$$\bar{K}_{12}(t) = \frac{3}{4} S (t_0 - t). \quad (25.22)$$

Будем для простоты считать, что $n_1 x = \text{const}$. Тогда интегрирование в формуле (25.21) дает:

$$T = \frac{3t_0^2}{2cn_1 s_{12}}. \quad (25.23)$$

После нахождения величины T не представляет труда определение среднего числа рассеяний, испытываемых $L\alpha$ -квантом. Очевидно, что для определения этого числа надо разделить величину T на средний промежуток времени между двумя последовательными рассеяниями.

Но средний путь между двумя рассеяниями равен $\frac{1}{n_1 s_{12}}$ (что соответствует единичному оптическому расстоянию). Поэтому средний промежуток времени между рассеяниями равен $\frac{1}{cn_1 s_{12}}$. Разделив T на $\frac{1}{cn_1 s_{12}}$, получаем:

$$N = \frac{3}{2} t_0^2. \quad (25.24)$$

Таким образом, среднее число рассеяний $L\alpha$ -кванта равно по порядку величины квадрату оптической толщи туманности в линии $L\alpha$.

Найдем численные значения величин N и T . Так как оптическая толщина туманности для $L\alpha$ -излучения равна $10^4 - 10^5$, то по формуле (25.24) получаем, что каждый $L\alpha$ -квант претерпевает в среднем несколько миллиардов рассеяний. Для оценки величины T по формуле (25.23) положим: $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек, $n_1 = 1$, $s_{12} = 10^{-12}$ см $^{-1}$. С этими данными средняя длительность пребывания $L\alpha$ -кванта в туманности оказывается порядка тысячи лет.

Полученные числа так велики, что заставляют внимательно рассмотреть каждый фактор, благодаря которому процесс многократного рассеяния $L\alpha$ -квантов может прерываться. Одним из таких факторов являются удары второго рода, переводящие водородные атомы из второго состояния в первое без излучения $L\alpha$ -кванта. Посмотрим, не могут ли удары второго рода заметно уменьшить плотность $L\alpha$ -излучения в туманности.

Мы только что видели, что каждый $L\alpha$ -квант испытывает 10^9 рассеяний, т. е. 10^9 раз переводит атом из основного состояния в возбужденное. Продолжительность жизни атома в возбужденном состоянии равна 10^{-8} сек. Следовательно, всего в поглощенном состоянии $L\alpha$ -квант находится 10 сек. Число ударов второго рода, происходящих за это время, равно:

$$10n_e v_e \sigma,$$

где n_e — число свободных электронов в 1 см 3 , v_e — средняя скорость электронов и σ — эффективное поперечное сечение для рассматриваемого процесса. Наиболее вероятные значения этих величин таковы: $n_e = 10^4$, $v_e = 10^8$ см/сек, $\sigma = 10^{-16}$ см $^{-1}$. Поэтому искомое число ударов второго рода будет равно $10n_e v_e \sigma = 10^{-8}$. Как бы мы ни меняли исходные данные, это число не может приблизиться к единице. Следовательно, огромное число рассеяний $L\alpha$ -квантов практически не будет прерываться вследствие ударов второго рода.

Итак, столкновения не могут существенно уменьшить плотность $L\alpha$ -излучения. Однако результаты, полученные в этом параграфе, все же не вполне применимы к реальным туманностям. Причина сильного понижения плотности $L\alpha$ -излучения в туманностях будет указана в следующем разделе.

3. Световое давление в туманностях. Обратимся теперь к потоку $L\alpha$ -квантов. На оптической глубине τ поток равен $4\pi\bar{H}_{12}(t)$. Найдем величину потока на границах туманности. Для этого нам надо подставить во вторую из формул (25.16) значения постоянных a и b и положить в ней $t = 0$ и $t = t_0$. Если туманность неподвижна, то на внутренней границе поток равен нулю, а на внешней границе $+\pi S$. Если туманность расширяется с большой скоростью, то на внутренней границе поток равен $-\pi S\left(1 - \frac{1}{qt_0}\right)$, а на внешней

границе $+\frac{\pi S}{qt_0}$. Так как мы считаем, что $qt_0 \gg 1$, то во втором случае почти все $L\alpha$ -кванты выходят из туманности через ее внутреннюю границу, причем доля таких квантов тем значительнее, чем больше оптическая толща туманности. В обоих случаях, как и следовало ожидать, полное количество $L\alpha$ -квантов, выходящих из туманности, равно $4\pi r_1^2 \pi S$, т. е. количеству L_c -квантов, приходящих от звезды.

Итак, поток $L\alpha$ -квантов в туманностях весьма велик. Можно поэтому ожидать, что световое давление, вызываемое $L\alpha$ -излучением, также будет велико. Во всяком случае, оно гораздо больше светового давления, вызываемого L_c -излучением, так как коэффициент поглощения в линии $L\alpha$ в десятки тысяч раз превосходит коэффициент поглощения в лаймановском континууме.

Найдем отношение светового давления, обусловленного $L\alpha$ -излучением, к силе притяжения ядра. Возьмем единичный объем, находящийся на одной из границ туманности (на внешней границе в случае неподвижной туманности и на внутренней — в случае расширяющейся). Световое давление в линии $L\alpha$, действующее на этот объем, будет равно:

$$R = \frac{n_1 s_{12}}{c} \pi S h \nu_{12}. \quad (25.25)$$

Но по определению πS

$$4\pi r_1^2 \pi S = 4\pi r_*^2 \frac{2\pi}{c^3} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (25.26)$$

Поэтому для R получаем:

$$R = \left(\frac{r_*}{r_1}\right)^2 \frac{2\pi n_1 s_{12} h \nu_{12}}{c^3} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (25.27)$$

При нахождении силы притяжения ядра, действующей на тот же объем, надо принять во внимание, что наряду с нейтральными атомами водорода имеются также ионизованные атомы. Поэтому сила притяжения будет равна:

$$G = \left(\frac{r_*}{r_1}\right)^2 g_* m_H (n_1 + n^+), \quad (25.28)$$

где g_* — ускорение силы тяжести на поверхности звезды.

Для искомого отношения $\frac{R}{G}$ находим:

$$\frac{R}{G} = \frac{2\pi s_{12} h \nu_{12}}{c^3 m_H g_* \left(1 + \frac{n^+}{n_1}\right)} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\nu^2 d\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (25.29)$$

Положим: $T_* = 40\,000^\circ$, $\frac{n^+}{n_1} = 5000$. Тогда формула (25.29) дает:

$$\frac{R}{G} = \frac{10^9}{g_*}. \quad (25.30)$$

Трудно думать, что на поверхности центральной звезды ускорение силы тяжести достигает 10^9 см/сек^2 . В самом деле, если бы это было так, то масса центральной звезды в несколько тысяч раз превосходила бы массу Солнца. Но в таком случае наблюдалось бы красное смещение линий поглощения в спектрах ядер, соответствующее скорости порядка $10\,000 \text{ км/сек}$. Наблюдения как будто дают указания на наличие красного смещения в спектрах ядер, однако оно не более 100 км/сек . Поэтому в действительности массы ядер могут превосходить массу Солнца не более чем в десять раз.

Таким образом, мы приходим к выводу, что световое давление, вызванное $L\alpha$ -излучением, играет в туманностях гораздо большую роль, чем притяжение ядра. Особенно большим должно быть световое давление на границах туманности: на внешней границе неподвижной туманности, где оно направлено наружу, и на внутренней границе расширяющейся туманности, где оно направлено к звезде. В последнем случае световое давление должно тормозить внутренние части туманности. Можно подсчитать величину этого эффекта. Оказывается, что торможение достигает 3 км/сек в столетие.

Полученные результаты относятся, однако, лишь к неподвижной туманности или к туманности, расширяющейся без градиента скорости. Но если бы это и было так в некоторый момент времени, то постепенно благодаря световому давлению неизбежно создавалась бы разность скоростей расширения. Поэтому в действительности необходимо рассмотреть поле $L\alpha$ -излучения в туманности, расширяющейся с градиентом скорости.

Ясно, что появление градиента скорости в туманности должно уменьшить плотность $L\alpha$ -излучения. Это объясняется тем, что в случае туманности, расширяющейся с градиентом скорости, световые кванты имеют возможность выходить не только из пограничных областей, но также и из внутренних областей вследствие эффекта Доплера. В самом деле, допустим, что внешние части туманности расширяются быстрее, чем внутренние. Рассмотрим атом, находящийся в средних частях туманности и обладающий большой составляющей тепловой скорости, перпендикулярной к слоям. Очевидно, световые кванты, излученные этим атомом, в направлении, обратном направлению его движения, практически не будут поглощаться в туманности. Между тем этот атом будет поглощать со всех сторон приблизительно столько же квантов, сколько и другие атомы. Поэтому $L\alpha$ -кванты, независимо от того, где они находятся, будут иметь значительную вероятность уйти из туманности в результате рассеяния быстро летящими атомами.

Подробный анализ поля $L\alpha$ -излучения в туманности, расширяющейся с градиентом скорости, был произведен В. В. Соболевым [47]. Им показано, что появление даже небольшого градиента скорости ведет к весьма сильному уменьшению плотности и потока $L\alpha$ -излучения, а значит, и светового давления, вызванного этим излучением. Надо считать, что в реальных туманностях световое давление, обусловленное $L\alpha$ -излучением, по порядку величины сравнимо с силой притяжения центральной звезды.

4. Проблема происхождения планетарных туманностей. Изложенные выше результаты изучения планетарных туманностей заставляют предполагать, что между туманностью и ядром существует генетическая связь. Наиболее естественно предположить, что туманности являются остатками вещества, выброшенного когда-то из центральной звезды. В пользу этого предположения свидетельствует, прежде всего, факт расширения планетарных туманностей. Другое подтверждение такого предположения дают результаты определения масс туманностей. Ясно, что если бы массы туманностей оказались больше масс ядер, то это предположение стало бы невероятным. Однако в действительности, как мы знаем, массы туманностей не превосходят одной десятой массы Солнца.

Таким образом, задача состоит, повидимому, в том, чтобы указать процесс, который приводит к образованию планетарной туманности. Не так давно думали, что планетарные туманности возникают при вспышках сверхновых звезд. Как мы увидим дальше, при такой грандиозной катастрофе выбрасывается масса порядка массы Солнца, т. е. вполне достаточная для образования планетарной туманности. Однако в настоящее время эту гипотезу приходится оставить. Одно из возражений, которое может быть сделано против нее, появляется при рассмотрении скоростей расширения туманностей. Известно, что эти скорости очень малы — около $10\text{--}20$ км/сек, между тем при вспышках сверхновых звезд скорости выбрасывания вещества составляют несколько тысяч километров в секунду. Объяснить это различие одним гравитационным торможением нельзя, а указать другие силы торможения мы не можем. В частности, ими не могут быть силы светового давления в линии $L\alpha$, ибо, как было установлено выше, благодаря действию этой силы возникает градиент скорости, а в таком случае световое давление ослабевает.

Против указанной гипотезы говорят также результаты наблюдения Крабовидной туманности. Вряд ли можно сомневаться в том, что она возникла при вспышке сверхновой 1054 г. Однако эта туманность в настоящее время, т. е. через 900 лет после вспышки, расширяется со скоростью 1300 км/сек, и можно показать, что она не испытала существенного торможения. Кроме того, по своему внешнему виду Крабовидная туманность совсем не похожа на планетарные туманности.

Наконец, гипотезе о происхождении планетарных туманностей при вспышках сверхновых звезд противоречат и статистические соображе-

ния. Статистика показывает, что вспышки сверхновых звезд случаются слишком редко, чтобы обеспечить наблюдаемое количество планетарных туманностей. В самом деле, мы видим около 300 туманностей, расположенных сравнительно близко от Солнца. Экстраполируя, мы получаем, что во всей Галактике находится приблизительно 10 000 туманностей. Радиусы туманностей не превосходят 1 парсека, т. е. $3 \cdot 10^{18}$ см. Это значит, что при еще больших размерах туманности перестают быть видимыми. Пусть туманность расширяется со скоростью 10 км/сек, т. е. за год ее радиус возрастает на $3 \cdot 10^{13}$ см. Тогда продолжительность жизни туманности будет равна 10^5 лет. Очевидно, что если туманность существует 10^5 лет, а общее число туманностей в Галактике равно 10^4 , то в каждые 10 лет должна возникать одна туманность. Однако вспышки сверхновых звезд происходят гораздо реже, чем одна в десятилетие. В нашей Галактике за последнюю тысячу лет были отмечены всего три вспышки сверхновых, в других же галактиках они происходят в среднем по две за тысячелетие. Вряд ли уточнение исходных данных может привести к устранению полученного противоречия.

Возможность возникновения планетарных туманностей при вспышках обычных новых звезд отвергается по той причине, что массы оболочек, выбрасываемых новыми звездами, весьма малы (не более $10^{-4} M_{\odot}$), а скорости их расширения сравнительно велики (порядка нескольких сот километров в секунду). Следует, однако, отметить, что вспышки новых звезд происходят довольно часто — в Галактике примерно 30 в год. Поэтому для поддержания существующего числа планетарных туманностей было бы достаточным, если бы только одна вспышка из трехсот приводила к образованию планетарной туманности. Возможно, например, что планетарные туманности возникают при вспышках особенных «медленных» новых звезд или при многократных вспышках в областях Галактики с повышенной плотностью межзвездного газа, который тормозит выбрасываемые оболочки. Однако в настоящее время правильнее всего сказать, что вопрос о происхождении планетарных туманностей еще далек от решения.

ГЛАВА V

НОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

§ 26. Вспышки новых звезд и их истолкование

1. Наблюдательные данные. Как известно, *новыми звездами* называются звезды, внезапно увеличивающие свой блеск в тысячи и десятки тысяч раз, а затем медленно угасающие. «Возгорание» новой происходит обычно в течение нескольких суток, а «угасание» — в течение нескольких лет. В конце концов звезда возвращается к блеску, мало отличающемуся от того, какой она имела до вспышки. В момент максимума блеска абсолютные величины новых звезд равны в среднем — 6^m . В своем обычном состоянии, т. е. до вспышки и через много лет после вспышки, новые имеют абсолютные величины около $+5^m$ (с довольно большой дисперсией). Таким образом, средняя амплитуда изменения блеска новых звезд равна 11^m . Некоторые наблюдательные данные для ряда новых звезд приведены в таблице 20.

Таблица 20

Звезда	Амплитуда изменения блеска	Абс. величина в максимуме	Расстояние в парсеках	Изменение скорости в км/сек
Новая Возничего 1891 г. . .	9^m	$-5,3^m$	800	—
Новая Персея 1901 г. . . .	13	$-8,4$	480	700
Новая Орла 1918 г.	12	$-9,3$	430	1300
Новая Лебеда 1920 г. . . .	13,5	$-8,9$	1470	400
Новая Живописца 1925 г.	12	$-7,3$	500	70
Новая Геркулеса 1934 г. . .	13	$-5,5$	230	170
Новая Ящерицы 1936 г. . .	13	$-8,6$	1350	1300
Новая Кормы 1942 г. . . .	16,5	$-8,0$	500	1100

Вместе с изменением блеска новых звезд происходят громадные изменения в их спектрах. Вкратце спектроскопическая история новой звезды такова.

Наблюдений спектра новой звезды до вспышки ни в одном случае не производилось, так как вспыхивают звезды очень слабые и ничем не примечательные. Исключением является спектр Новой Орла 1918 г., найденный на снимке, полученном с объективной призмой. Однако сделать определенные заключения об этом спектре не удалось. В эпоху от вспышки до момента максимума блеска спектры новых известны плохо вследствие быстроты «возгорания». Лишь в отдельных случаях удалось получить спектрограммы за несколько часов до момента максимума, а для некоторых «медленных» новых — за несколько суток до него. Эти спектрограммы показывают, что на восходящей ветви кривой блеска незадолго до максимума новые звезды обладают спектрами обычно класса А или F. Характерная черта этих спектров — смещение всех линий в фиолетовую сторону на величину, соответствующую увеличению скорости оболочек примерно до нескольких сотен километров в секунду. Смещения линий для отдельных новых звезд приведены в последнем столбце таблицы 20.

Сразу же после достижения максимума блеска с «красной» стороны линий поглощения вспыхивают широкие яркие полосы, расположенные приблизительно симметрично относительно центральных частот. Первоначально ярколинейчатый спектр соответствует классу А, затем переходит в класс В. Одновременно с этим меняется структура ярких полос, а на их «фиолетовом» краю появляются новые линии поглощения. В дальнейшем, с уменьшением блеска звезды, непрерывный спектр и абсорбционные линии ослабевают, а ярколинейчатый спектр переходит от класса В к классу О.

Через несколько месяцев после вспышки в спектре новой появляются яркие запрещенные линии, характерные для спектра газовых туманностей (в том числе и линии N_1 и N_2 «небулия»). С появлением этих линий новая вступает в «небулярную стадию» своего развития. Последующее исчезновение небулярных линий совпадает с возвращением звезды к исходному блеску. Спектр звезды в это время принадлежит к типу Вольф-Райе. Обычно считается, что стадия Вольф-Райе является последней в истории новой. Однако наблюдения, сделанные над рядом новых, через десятки лет после вспышки показали, что спектр Вольф-Райе заменяется впоследствии спектром класса О (иногда со следами эмиссии).

В течение первых лет после вспышки вокруг новых видны туманности, по внешнему виду похожие на планетарные. Эти туманности расширяются с огромными скоростями и затем рассеиваются в пространстве. Существование упомянутых туманностей не оставляет сомнения в том, что при вспышке новой происходит отрыв от звезды ее внешних слоев. Ниже будет показано, что изменения блеска и спектра новой объясняются постепенным удалением от звезды оторвавшейся оболочки.

Ближе всего к типичным новым примыкают *повторные новые звезды*. В отличие от типичных новых, которые за все время наблю-

дений вспыхивали лишь по одному разу, повторные новые вспыхивали по нескольку раз. Список известных в настоящее время повторных новых дан в таблице 21.

Т а б л и ц а 21

Звезда	Годы вспышки	Пределы изменения звездной величины
N Ориона	1677, 1750, 1892	$6^m - > 11^m$
T Компаса	1890, 1902, 1920, 1941	6 — 14
U Скорпиона	1863, 1906, 1935	9 — > 17
RS Змееносца	1898, 1933	4 — 12
T Короны	1866, 1946	2 — 11
N Стрелы	1913, 1946	7 — 15
N Стрельца	1901?, 1919	$< 7 - 14$

Вспышки повторных новых вполне аналогичны вспышкам типичных новых, но отличаются меньшим масштабом. Это обстоятельство позволяет предполагать, что и типичные новые вспыхивают по многу раз, однако промежутки времени между вспышками значительно превосходят период наблюдений. Указанное предположение подтверждается статистическими результатами московских астрономов Б. В. Кукаркина и П. П. Паренаго. Сопоставив между собой промежутки времени между вспышками с амплитудами изменения блеска для повторных новых и новоподобных переменных, названные авторы пришли к заключению, что чем больше первая из этих величин, тем в среднем больше и вторая. Экстраполируя найденную зависимость на типичные новые, Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаго получили, что при амплитуде изменения блеска в 11^m промежутки времени между вспышками должен составлять около 3000 лет.

Большой интерес представляют спектры повторных новых в промежутках между вспышками, т. е. в нормальных состояниях этих звезд (так как длительность вспышек значительно меньше промежутка между ними). К сожалению, наблюдательные данные об указанных спектрах немногочисленны. Все же можно утверждать, что в промежутках между вспышками повторные новые представляют собой очень горячие звезды, иногда с эмиссией в спектрах. Важно отметить, что спектры повторных новых до вспышки и после вспышки существенным образом не различаются. Так как типичные новые в принципе не отличаются от повторных новых, то этот вывод можно распространить и на них. Другими словами, спектры типичных новых до вспышки должны быть такими же, как и через много лет после вспышки, т. е. принадлежать к классу О. Это заключение следует особенно подчеркнуть, так как до недавнего времени считалось, что вспышкам подвержены более холодные звезды класса А.

К повторным новым в свою очередь примыкают *новоподобные переменные* — звезды, которые по изменению блеска и спектра

напоминают новые. Новоподобные переменные отличаются от повторных новых не только меньшим масштабом явлений, характерных для вспышек новых, но и их меньшей отчетливостью. Среди новоподобных переменных выделяются группы звезд типов U Близнецов, Z Андромеды и др.

Гораздо более грандиозные катастрофы, чем в случае типичных новых, происходят при вспышках сверхновых звезд. Абсолютные величины сверхновых в максимуме блеска достигают -15^m , а амплитуды изменения блеска превосходят, повидимому, 20^m . Вспышки сверхновых — очень редкие явления. За последнее тысячелетие в нашей Галактике вспыхнуло всего три сверхновых: в 1054 г. в созвездии Тельца, в 1572 г. в Кассиопее и в 1604 г. в Змееносце. В настоящее время на месте сверхновой 1054 г. наблюдается Крабовидная туманность, являющаяся результатом вспышки. Громадные светимости сверхновых в максимуме блеска, сравнимые со светимостью всей галактической системы, позволяют без особого труда открывать сверхновые в других галактиках. Изучение этих сверхновых показало, что их спектры представляют собой наложение на непрерывный спектр эмиссионных полос, ширина которых соответствует лучевым скоростям порядка тысячи километров в секунду. Однако идентификация полос вследствие большой сложности спектра проводится очень неуверенно.

Итак, все рассмотренные выше «вспыхивающие» звезды можно разделить на следующие четыре группы: сверхновые звезды, типичные новые, повторные новые, новоподобные переменные. Масштабы вспышек звезд каждой последующей группы меньше, чем предыдущей. В дальнейшем мы будем заниматься главным образом типичными новыми звездами.

2. Объяснение вспышки. Внимание астрономов давно привлекали вспышки новых звезд, и для их объяснения было высказано много гипотез. Однако правильное решение проблемы — сбрасывание звездой оболочки — было найдено только четверть века назад. Сейчас мы покажем, что удаление от звезды оторвавшейся оболочки должно приводить к таким изменениям блеска и спектра, которые действительно наблюдаются у новых.

Пусть в момент вспышки от звезды оторвалась оболочка, оптическая толща которой в непрерывном спектре гораздо больше единицы. С расширением оболочки ее оптическая толща будет убывать; однако до тех пор, пока она не станет порядка единицы, оболочка будет служить не только отражающим слоем, но и фотосферой. В таком случае при приблизительном постоянстве поверхностной температуры расширение оболочки поведет за собой возрастание блеска звезды. Вследствие же приближения к наблюдателю обращенной к нему части оболочки линии поглощения будут смещены в фиолетовую сторону спектра. Именно такой спектр наблюдается на восходящей ветви кривой блеска новой.

В момент достижения максимума блеска оптическая толщина оболочки в непрерывном спектре становится порядка единицы. В это время излучение непосредственно от звезды начинает доходить до внешних слоев оболочки, и в оболочке вспыхивают яркие линии. Причина появления ярких линий — та же, что и в случае газовых туманностей, т. е. флуоресценция. Излучение в линиях доходит до наблюдателя не только от приближающейся к нему части оболочки, но и от удаляющейся. Оно не поглощается оболочкой вследствие действия эффекта Допплера. Ширина ярких линий оказывается поэтому соответствующей удвоенной скорости расширения оболочки. С фиолетовой стороны яркой линии находится абсорбционная линия, возникающая в части оболочки, приближающейся к наблюдателю и экранирующей звезду. Схема возникновения спектральных линий в расширяющихся оболочках новых дана на рис. 62.

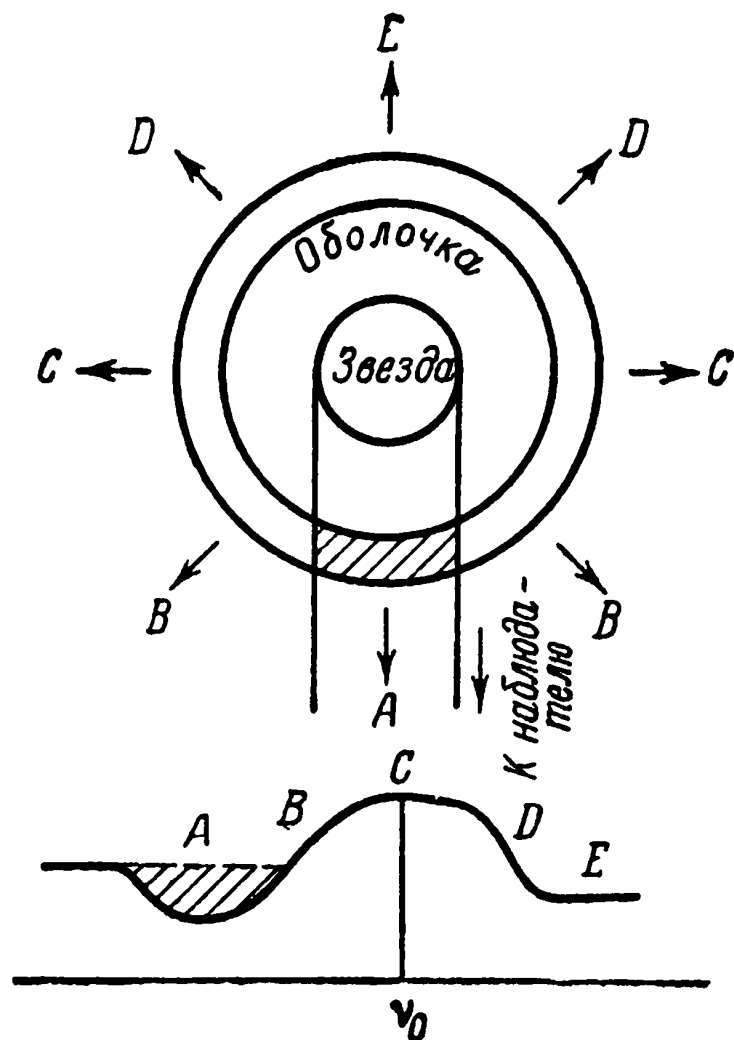


Рис. 62.

После максимума блеска, по мере дальнейшего расширения оболочки, ее оптическая толщина в спектральных линиях уменьшается. Вследствие этого темные компоненты ярких линий ослабевают, а затем исчезают. Одновременно растет степень возбуждения и ионизации атомов в оболочке, благодаря чему спектр по составу наблюдаемых линий переходит от класса А к классу В, а затем к классу О. На некотором этапе в оболочке начинают осуществляться условия, необходимые для появления запрещенных линий, т. е. плотность вещества и плотность излучения становятся достаточно малыми. Начавшаяся с появления запрещенных линий «небулярная стадия» длится довольно долго — до тех пор, пока яркость рассеивающейся оболочки не станет меньше яркости самой звезды. Спектр звезды, принадлежащий в это время к типу Вольф-Райе, показывает, что из звезды все еще продолжается выбрасывание вещества. Когда и этот процесс заканчивается, спектр звезды переходит к классу О без эмиссионных линий.

Понятно, что непрерывное выбрасывание вещества из звезды начинается сразу же после отрыва оболочки. В некоторых случаях от звезды отрываются дополнительные оболочки, что ведет к возникновению вторичных максимумов на нисходящей ветви кривой блеска новой, а также к появлению добавочных систем абсорбционных линий. Процесс выбрасывания вещества из звезды, начинающийся

после отрыва главной оболочки, объясняет также ряд других особенностей спектра новых.

Изложенные выше объяснения явлений, происходящих при вспышке новой звезды, в общих чертах хорошо удовлетворяют наблюдениям во всех стадиях развития новой. Однако в недавнее время Э. Р. Мустель, подробно изучивший наблюдательные данные в эпоху около максимума блеска, пришел к заключению, что в вопросе об отрыве оболочки от звезды возможны две точки зрения (гипотезы *A* и *B*, как он их называет).

Согласно гипотезе *A*, уже изложенной выше, отрыв оболочки от звезды происходит в момент вспышки. Сначала оптическая толща оболочки в непрерывном спектре гораздо больше единицы, затем она убывает и к моменту максимума блеска становится порядка единицы (этим, собственно говоря, и обусловлено существование максимума блеска).

Согласно гипотезе *B* в момент вспышки начинается расширение всей звезды. В момент максимума блеска от звезды отделяется оболочка, а сама звезда начинает сжиматься, вследствие чего и начинается падение ее блеска. Оптическая толща оторвавшейся оболочки в непрерывном спектре с самого начала процесса меньше единицы. Другими словами, отрыв оболочки происходит внутри обращаемого слоя звезды. Э. Р. Мустель в своих работах *) приводит много соображений против гипотезы *A* в пользу гипотезы *B*. К сожалению, рамки учебного пособия не позволяют остановиться на изложении этих важных работ Э. Р. Мустеля. Следует лишь отметить, что в эпохи, далекие от момента максимума блеска, между гипотезами *A* и *B* практически нет разницы.

Приведенное объяснение вспышек новых позволяет дать простые методы для определения их параллаксов. Важность этих методов тем более значительна, что тригонометрические параллаксы новых совершенно ненадежны вследствие их малости.

Один из методов определения параллакса новой, однако не очень точный, основан на сопоставлении смещения линий поглощения со скоростью увеличения блеска перед максимумом. Из наблюдений можно найти для двух моментов времени t_1 и t_2 видимые величины m_1 и m_2 и температуры T_1 и T_2 (по спектральному классу). Пользуясь известной формулой, связывающей абсолютную величину звезды M с ее температурой T и радиусом R :

$$M = \frac{29\,500}{T} - 5 \lg R - 0,08, \quad (26.1)$$

а также тем обстоятельством, что разность видимых величин звезды

*) Э. Р. Мустель, *Астрономический журнал* 22, 65, 1945; *Известия Крымской АО*, IX, 152, 1949.

равна разности абсолютных величин ее, т. е. $m_2 - m_1 = M_2 - M_1$, получаем следующую формулу, определяющую отношение радиусов звезды в моменты t_1 и t_2 :

$$\lg \frac{R_2}{R_1} = \frac{5900}{T_2} - \frac{5900}{T_1} - \frac{m_2 - m_1}{5}. \quad (26.2)$$

С другой стороны, для разности радиусов звезды в моменты t_1 и t_2 имеем:

$$R_2 - R_1 = v(t_2 - t_1), \quad (26.3)$$

где v — скорость расширения фотосферы, находящаяся по смещению абсорбционных линий. Из соотношений (26.2) и (26.3) определяется каждая из величин R_1 и R_2 в отдельности. Это дает возможность найти из соотношения (26.1) абсолютную величину новой, а затем из сравнения ее с видимой величиной — параллакс.

Другой способ определения параллакса новой основан на измерении скорости расширения ее оболочки. Эта скорость может быть измерена, с одной стороны, по ширине ярких полос в спектре и выражена в километрах в секунду, а с другой стороны, по наблюдаемому расширению туманной оболочки и выражена в угловой мере. Сопоставление указанных величин дает параллакс новой. Этот способ более точен, чем предыдущий. Расстояния и абсолютные величины в максимуме, приведенные в таблице 20 для ряда новых, определены именно этим способом.

Интересным путем был найден параллакс Новой Персея 1901 г. Наблюдавшаяся вокруг этой новой звезды туманность расширялась столь быстро, что ее ни в коем случае нельзя было признать за оболочку, выброшенную при вспышке. Поэтому было высказано предположение, что Новая Персея вспыхнула внутри пылевой туманности и создала вокруг себя освещенную область, расширяющуюся со скоростью света. Это предположение было подтверждено тем, что полученный через полтора года после вспышки спектр туманности оказался таким же, каким был спектр звезды в момент максимума блеска.

Параллакс Новой Персея 1901 г. был определен вторым из указанных выше способов с учетом того, что скорость «расширения» освещенной области равнялась скорости распространения света, т. е. 300 000 км/сек. Впоследствии вокруг Новой Персея была открыта вторая туманность, расширявшаяся гораздо медленнее первой. Это была уже «настоящая» оболочка, оторвавшаяся от звезды при вспышке.

3. Истолкование кривой блеска. Перейдем теперь к теоретической интерпретации наблюдательных данных. Сначала мы вычислим кривую блеска новой, предполагая, что в момент вспышки от звезды отделяется оболочка очень большой оптической толщи в непрерывном

спектре (т. е. принимая гипотезу А). Впервые такое вычисление было выполнено В. А. Амбарцумяном и подробнее Ш. Г. Горделадзе *).

Структура оболочки новой очень сложна, однако в качестве первого приближения мы заменим оболочку однородным шаром с одинаковой везде температурой. Светимость такого шара вычисляется

весьма просто. Так как согласно сделанному допущению $\rho = \text{const}$ и $T = \text{const}$, то можно считать, что коэффициент излучения ϵ и коэффициент поглощения k также являются постоянными. В таком случае интенсивность излучения, выходящего на расстоянии r от центра диска (рис. 63), будет равна:

$$I(r) = \int_{-V\sqrt{R^2-r^2}}^{+V\sqrt{R^2-r^2}} \epsilon e^{-k(V\sqrt{R^2-r^2}-s)} ds,$$

или, производя интегрирование:

$$I(r) = \frac{\epsilon}{k} (1 - e^{-2k\sqrt{R^2-r^2}}). \quad (26.4)$$

Рис. 63.

Полное количество энергии, излучаемое шаром, т. е. его светимость L , получается из (26.4) путем интегрирования по всему диску и умножения на 4π :

$$L = 4\pi \cdot 2\pi \int_0^R I(r) r dr.$$

Интегрирование дает:

$$L = 4\pi^2 R^2 \frac{\epsilon}{k} \left[1 + \frac{1}{kR} e^{-2kR} - \frac{1}{2k^2 R^2} (1 - e^{-2kR}) \right].$$

Принимая, что имеет место локальное термодинамическое равновесие, мы можем положить $\frac{\epsilon}{k} = B$, где B — интенсивность излучения абсолютно черного тела при данной температуре. Кроме того, заметим, что kR есть не что иное, как *оптический радиус шара*. Обозначим его через τ_0 . При принятых обозначениях для L получаем:

$$L = 4\pi^2 R^2 B \left[1 + \frac{1}{\tau_0} e^{-2\tau_0} - \frac{1}{2\tau_0^2} (1 - e^{-2\tau_0}) \right]. \quad (26.5)$$

Формула (26.5) определяет светимость шара в зависимости от радиуса R и оптического радиуса τ_0 . Легко, однако, установить связь между величинами R и τ_0 . Чтобы сделать это, надо написать

*) Горделадзе Ш. Г., Бюллетень Абастуманской обсерватории 1, 55, 1937.

выражение для объемного коэффициента поглощения k . Мы возьмем его в виде

$$k = \beta \frac{\rho^2}{T^2},$$

где β — постоянная [10, стр. 222]. Для τ_0 будем иметь:

$$\tau_0 = kR = \beta \frac{\rho^2 R}{T^2},$$

или, выражая плотность ρ через массу шара $\mathfrak{M}$ и его радиус R :

$$\tau_0 = \frac{9\beta}{16\pi^2} \frac{\mathfrak{M}^2}{T^2 R^8}. \quad (26.6)$$

Подставляя R из (26.6) в (26.5), находим:

$$L = 4\pi^2 B \left(\frac{9\beta}{16\pi^2} \right)^{\frac{2}{5}} \frac{\mathfrak{M}^{\frac{4}{5}}}{T^{\frac{4}{5}}} f(\tau_0), \quad (26.7)$$

где

$$f(\tau_0) = \tau_0^{-\frac{2}{5}} \left[1 + \frac{1}{\tau_0} e^{-2\tau_0} - \frac{1}{2\tau_0} (1 - e^{-2\tau_0}) \right]. \quad (26.8)$$

Формулу (26.7), определяющую светимость шара, мы применим теперь к оболочкам новых. При этом будем считать, что при расширении оболочки ее масса $\mathfrak{M}$ и температура T остаются постоянными. Поэтому светимость L будет зависеть лишь от одной переменной величины τ_0 . В начале вспышки $\tau_0 \gg 1$. Затем R растет и, следовательно, согласно (26.6) τ_0 убывает. При некотором значении τ_0 светимость L имеет максимум. Легко найти, что максимум функции $f(\tau_0)$ достигается при $\tau_0 = 1,7$ и максимальное значение этой функции $f_{\max}$ равно:

$$f_{\max} = 0,84.$$

Поэтому для светимости новой в максимуме находим:

$$L_{\max} = 4\pi^2 B \left(\frac{9\beta}{16\pi^2} \right)^{\frac{2}{5}} \frac{0,84}{T^{\frac{4}{5}}} \mathfrak{M}^{\frac{4}{5}}. \quad (26.9)$$

Мы видим, что при заданной температуре светимость новой в максимуме тем выше, чем больше масса выброшенной оболочки. Этим важным результатом мы воспользуемся в дальнейшем для определения масс оболочек.

Формулу (26.7) мы можем переписать теперь в виде

$$L = 1,2L_{\max} f(\tau_0). \quad (26.10)$$

Этой формулой и определяется кривая блеска новой, если принять во внимание, что зависимость τ_0 от R дается соотношением (26.6), а зависимость R от времени t — соотношением $R = vt$, где v — скорость расширения внешней границы оболочки. Из формул (26.5) и (26.6) видно, что, когда $\tau_0 \gg 1$, светимость возрастает, как R^2 , а когда $\tau_0 \ll 1$, светимость убывает, как R^{-3} . Это значит, что возрастание светимости происходит очень быстро, а убывание значительно медленнее. Следовательно, теоретическая кривая блеска по своему характеру похожа на наблюдаемую.

Однако более тщательное сравнение показывает, что наблюдаемая кривая блеска после максимума лежит выше теоретической. Следовательно, светимость новой убывает медленнее, чем это следует из теории. Причину такого расхождения найти нетрудно. В формуле, определяющей светимость новой, считается, что масса светящегося газа не меняется с течением времени. На самом же деле после отрыва главной оболочки начинается непрерывное истечение вещества из звезды. Этот процесс приводит к возникновению вокруг звезды протяженной фотосферы, излучение которой добавляется к слабеющему излучению главной оболочки. Если бы это обстоятельство было учтено, согласие между теорией и наблюдениями оказалось бы лучше.

Все же надо признать, что основные предположения изложенной теории (постоянство плотности и температуры в оболочке, неизменность температуры с течением времени, независимость коэффициента поглощения от частоты) довольно далеки от действительности. Поэтому усовершенствование теории весьма желательно.

4. Истолкование спектра. Выше уже было дано качественное объяснение спектров новых, основанное на представлении о расширении выброшенной из звезды оболочки. Однако количественная интерпретация спектров вследствие их чрезвычайной сложности наталкивается на большие трудности. Исключение представляют спектры новых в небулярной стадии. В этом случае могут быть использованы результаты, полученные для планетарных туманностей. На спектрах новых в небулярной стадии мы сейчас и остановимся.

Небулярная стадия новой наступает тогда, когда оболочка отходит на столь большое расстояние от звезды, что начинают выполняться условия, необходимые для появления запрещенных линий. Можно показать, что условие, касающееся плотности излучения, начинает выполняться раньше, чем условие, касающееся плотности вещества. Следовательно, начало небулярной стадии относится к тому времени, когда плотность свободных электронов в оболочке уменьшается настолько, что спонтанные переходы в запрещенных линиях становятся не менее частыми, чем удары второго рода. Это обстоятельство позволяет оценить плотность свободных электронов в оболочках новых

во время появления в их спектрах запрещенных линий, если известны соответствующие вероятности переходов. С другой стороны, для того же момента по скорости расширения оболочки и по промежутку времени, протекшему от начала вспышки, может быть оценен объем оболочки. Все это приводит к приближенному определению массы выброшенной оболочки. Она оказывается порядка 10^{27} — 10^{28} г. Более точные методы определения масс оболочек будут указаны далее.

В небулярной стадии новой может быть определена также электронная температура оболочки. Проще всего это сделать с помощью метода В. А. Амбарцумяна, т. е. по отношению интенсивностей запрещенных линий $N_1 + N_2$ и $4363 \text{ \AA}$, принадлежащих иону O III. Как видно из формулы (24.13), определяющей отношение интенсивностей указанных линий, первая из них должна быть всегда ярче второй. Мы уже знаем, что так именно и обстоит дело в случае планетарных туманностей. Аналогичное отношение интенсивностей линий $N_1 + N_2$ и $4363 \text{ \AA}$ наблюдается и в спектрах новых звезд, когда условия в оболочках становятся похожими на условия в туманностях. Электронные температуры оболочек в это время оказываются, как и температуры туманностей, порядка 6000 — $10\,000^\circ$.

Однако в момент появления линий $N_1 + N_2$ и $4363 \text{ \AA}$ в спектрах новых отношение их интенсивностей — обратное тому, какое наблюдается в спектрах туманностей, т. е. линия $4363 \text{ \AA}$ ярче линий $N_1 + N_2$, что находится в противоречии с формулой (24.13). Объяснение этого явления заключается в следующем. При выводе формулы (24.13) предполагалось, что число спонтанных переходов в запрещенных линиях гораздо больше числа ударов второго рода (что вполне справедливо для туманностей и оболочек новых в поздней стадии). Но в период появления запрещенных линий в спектрах новых число ударов второго рода еще сравнимо с числом спонтанных переходов. Поэтому в этот период формула (24.13) неприменима и должна быть заменена другой, учитывающей как спонтанные переходы, так и удары второго рода. Рассмотрим для простоты случай, когда удары второго рода преобладают над спонтанными переходами. В этом случае переходы ионов O III из нижних состояний в верхние при ударах первого рода почти полностью компенсируются переходами из верхних состояний в нижние при ударах второго рода. Поэтому распределение ионов O III по состояниям будет близким к больцмановскому при температуре электронного газа оболочки. Следовательно, для отношения количеств ионов O III в состояниях 1S_0 и 1D_2 имеем:

$$\frac{n_3}{n_2} = \frac{g_3}{g_2} e^{-\frac{h\nu_{23}}{kT_e}}.$$

Для отношения интенсивностей линий $N_1 + N_2$ и $4363 \text{ \AA}$ это дает:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{4363}} = \frac{A_{21}}{A_{32}} \frac{\nu_{12}}{\nu_{23}} \frac{g_2}{g_3} e^{\frac{h\nu_{23}}{kT_e}}. \quad (26.11)$$

Для иона O III коэффициент A_{32} более чем в 100 раз превосходит коэффициент A_{21} , а отношение $\frac{g_2}{g_3}$ равно 5. Поэтому в рассматриваемом случае отношение $\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 4363}}$ будет больше единицы, если $T_e > 10\,000^\circ$, и меньше единицы, если $T_e < 10\,000^\circ$. Наблюдения, как мы знаем, показывают, что в эпоху появления запрещенных линий иона O III линия $4360\text{ \AA}$ ярче линий $N_1 + N_2$. Следовательно, в эту эпоху электронная температура оболочки сравнительно высока.

Поскольку свечение оболочек новых в небулярной стадии вполне аналогично свечению планетарных туманностей, представляется возможным применение к новым также методов Занстра для определения температур звезд. Впервые это было сделано для Новой Орла 1918 г. По линиям He II было получено, что через три месяца после вспышки температура звезды составляла $65\,000^\circ$. Впоследствии методы Занстра применялись и к новым, находящимся в более ранних стадиях. Однако в том случае, когда оболочки находятся близко от звезды, предположения, положенные в основу методов Занстра, выполняются плохо (см. гл. VI).

Большую ценность представляют результаты, которые можно получить при изучении контуров эмиссионных полос в спектрах новых. Так как оболочки выбрасываются с очень большими скоростями, то контур эмиссионной полосы определяется в основном эффектом Доплера. Благодаря этому по виду контура можно судить о распределении скоростей в оболочке. Однако в первый период после максимума блеска, когда оболочка еще не может считаться прозрачной для излучения в линиях, теория контуров эмиссионных полос очень сложна. Она сильно упрощается для последующего периода, когда абсорбционные спутники эмиссионных полос исчезают. Наиболее надежным является анализ контуров запрещенных линий, для которых самообращение не играет никакой роли, так как коэффициент поглощения в запрещенных линиях очень мал.

Допустим, что оболочка прозрачна для излучения в данной линии. Если оболочка обладает сферической симметрией и все слои движутся с одинаковой скоростью, то контур эмиссионной полосы будет плоским, т. е. интенсивность внутри полосы постоянна. У ряда новых контуры запрещенных линий носят действительно такой характер, по крайней мере в первом приближении. Однако в других случаях полосы как бы раздваиваются. Особенно сильно такое раздвоение было выражено в спектре Новой Геркулеса 1934 г. Дисперсией скоростей в сферически симметричной оболочке нельзя объяснить раздвоения эмиссионных полос. Поэтому надо допустить, что оболочки некоторых новых не обладают сферической симметрией, т. е. выбрасывание вещества происходит неравномерно в различных направлениях.

В связи с этим выводом следует указать на то, что в расширяющихся туманностях вокруг новых наблюдаются отдельные сгущения

вещества. Впервые такое наблюдение было сделано в случае Новой Живописца 1925 г. Сначала оно было истолковано как разделение звезды при вспышке на три компонента. Эти «компоненты» удалялись по прямым от одной точки, постепенно ослабевая в блеске. Через полгода после вспышки Новой Геркулеса 1934 г. была открыта «двойственность» этой звезды. Позже удалось получить спектры каждого из «компонентов», оказавшиеся характерными для газовых туманностей. Это обстоятельство позволило заключить, что в действительности при вспышке новой происходит не разделение одиночной звезды на два или три компонента, а выбрасывание звездой нескольких сгустков вещества, светящихся под воздействием излучения звезды. В случае Новой Геркулеса это заключение хорошо подтверждается спектральными данными, так как раздвоение эмиссионных полос может быть объяснено выбрасыванием из звезды двух сгустков вещества, движущихся с различными лучевыми скоростями.

Как было сказано, мы здесь не будем заниматься подробным рассмотрением спектров новых в период от максимума блеска до небулярной стадии. Спектры эти очень сложны и даже их качественная интерпретация встречает трудности. Отметим, однако, что в настоящее время большая роль в образовании спектра приписывается не только главной оболочке, но и тому веществу, которое выбрасывается из звезды после ее отделения, а в качестве механизма возникновения ярких линий предполагается не только флуоресценция, но и столкновения между отдельными частями выброшенного вещества. Наиболее ценные результаты изучения спектров новых в эти периоды получил Э. Р. Мустель [48], [49] и [50].

Б. Новая Геркулеса 1934 г. Нарисованная выше картина изменения блеска и спектра новой звезды характерна для большинства, но не для всех новых. Некоторые новые показывают очень существенные отклонения от этой картины. Одной из таких «особенных» новых является Новая Геркулеса 1934 г. Кривая блеска этой звезды изображена на рис. 64. Блеск звезды, поднявшийся сначала с $14-15^m$ до $1^m,3$ (22 декабря), затем медленно убывал в течение трех с лишним месяцев. В апреле 1935 г. блеск новой внезапно быстро упал до $13^m,1$, затем поднялся приблизительно на 7^m , после чего стал снова медленно убывать. В эпоху медленного угасания новой после декабрьского максимума спектр ее принадлежал к типу F с эмиссионными линиями H, Fe II, Ca II и др. Абсорбционные линии были смещены в фиолетовую сторону на величину около 400 км/сек . После апрельского минимума спектр новой стал уже типичным для газовых туманностей. Увеличение интенсивностей линий этого спектра и обусловило возрастание блеска новой на 7 звездных величин.

Объяснение изменений блеска и спектра Новой Геркулеса заключается в следующем. Начиная с момента вспышки, в течение более трех месяцев из звезды происходило мощное выбрасывание вещества,

приведшее к образованию вокруг звезды очень протяженной оболочки. Однако самые внешние части оболочки в этот период не светились, так как до них не доходило ультрафиолетовое излучение звезды. Это излучение поглощалось более близкими к звезде и более плотными частями оболочки, которые переизлучали его в непрерывном спектре с распределением энергии, соответствующим более низкой температуре, чем температура самой звезды. Другими словами, прилегающие к звезде части оболочки играли в это время роль протяженной фотосферы. В апреле мощность истечения вещества катастро-

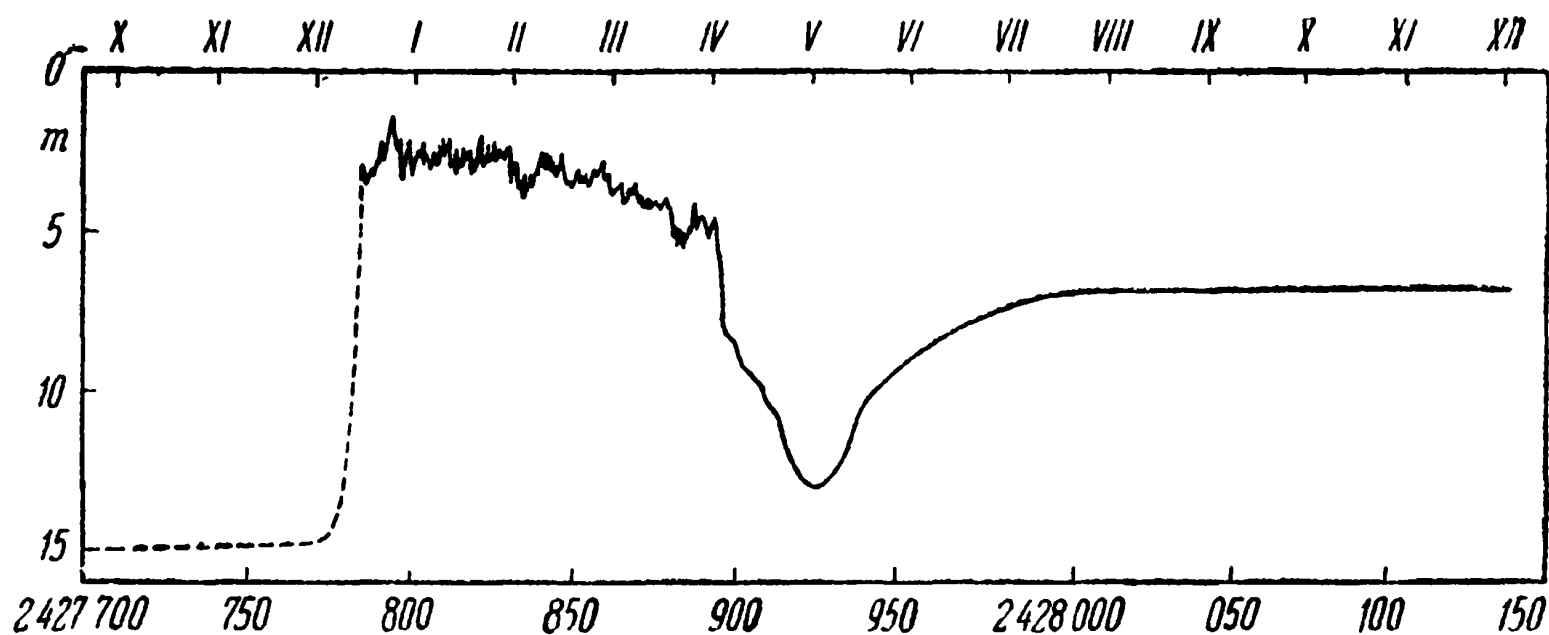


Рис. 64.

фически упала, протяженная фотосфера рассеялась, и открылась очень горячая звезда (с температурой около $70\,000^\circ$). Благодаря рассеянию протяженной фотосферы сильно упал блеск новой в видимой части спектра. Однако вслед за этим под действием ультрафиолетового излучения звезды началось свечение самых внешних, разреженных частей оболочки, аналогично свечению планетарных туманностей, благодаря чему блеск новой в видимой области спектра стал опять возрастать. Этот процесс возрастания блеска новой продолжался до тех пор, пока интенсивность эмиссионных линий спектра оболочки не пришла в соответствие с ультрафиолетовым излучением звезды. Дальнейшее медленное ослабление блеска новой связано с постепенным рассеиванием небулярной оболочки.

Большой интерес представляет рассмотрение свечения оболочки Новой Геркулеса после апрельского максимума блеска. Дело в том, что в теоретической астрофизике обычно делается предположение о существовании в звездных оболочках лучистого равновесия. Даже в тех случаях, когда изменение физических условий в оболочках происходит очень быстро, все-таки считается, что лучистое равновесие успевает установиться. Иначе говоря, развитие оболочки мыслится как прохождение через последовательность равновесных состояний. Однако в настоящее время можно указать ряд примеров свечения оболочек при отсутствии лучистого равновесия. Одним из таких

примеров и является как раз оболочка Новой Геркулеса после минимума блеска в апреле. Мы уже видели, что хотя в момент минимума блеска до небулярной оболочки и доходили ультрафиолетовые кванты звезды, она еще не светила. Лучистое равновесие в этот момент явно отсутствовало. В дальнейшем развитие оболочки шло в направлении установления лучистого равновесия. Процесс этот можно считать закончившимся лишь к моменту вторичного максимума блеска.

Займемся теоретической интерпретацией свечения оболочки Новой Геркулеса после апрельского минимума блеска [51]. Для простоты рассмотрим водородную оболочку постоянной плотности. Допустим, что оболочка обладает сферической симметрией, причем ее толщина значительно меньше ее расстояния от звезды ($r_2 - r_1 \ll r_1$).

Пусть $n_1(r, t)$ и $n^+(r, t)$ — соответственно число нейтральных и ионизованных атомов в 1 см^3 на расстоянии r от звезды в момент t . Пусть n — общее число атомов водорода в 1 см^3 , так что

$$n_1(r, t) + n^+(r, t) = n. \quad (26.12)$$

В начальный момент времени, за который мы примем момент внезапного увеличения температуры звезды, все атомы оболочки не ионизованы, т. е. $n_1(r, 0) = n$, $n^+(r, 0) = 0$.

В дальнейшем происходит ионизация атомов при поглощении квантов, излучаемых звездой за границей лаймановской серии. Число таких квантов, падающих на 1 см^2 внутренней границы оболочки за 1 сек., обозначим через H . Если обозначить через k коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом, то общее число ионизаций, происходящих за 1 сек. в 1 см^3 на расстоянии r от звезды в момент t , будет равно:

$$n_1(r, t) k H e^{-\tau(r, t)},$$

где $\tau(r, t)$ — оптическое расстояние данного места от внутренней границы оболочки, т. е.

$$\tau(r, t) = \int_{r_1}^r n_1(r, t) k dr. \quad (26.13)$$

Наряду с ионизацией в оболочке идут также обратные процессы, т. е. рекомбинации. Число рекомбинаций на i -й уровень, происходящих за 1 сек. в 1 см^3 на расстоянии r от звезды в момент t , равно:

$$n_e(r, t) n^+(r, t) C_{if}(T_e),$$

где $n_e(r, t)$ — число свободных электронов в 1 см^3 , а $C_{if}(T_e)$ — функция, определенная формулой (24.14).

Так как изменение числа ионов равно разности между числом ионизаций и числом рекомбинаций, то мы имеем:

$$\frac{\partial n^+}{\partial t} = n_1 k H e^{-\tau} - n_e n^+ \sum_{i=2}^{\infty} C_{if}. \quad (26.14)$$

В уравнении (26.14) не учтены рекомбинации на первый уровень и ионизация под действием диффузного излучения оболочки, ибо эти процессы компенсируют друг друга.

Таким образом, задача об определении изменения числа ионизованных атомов в оболочке сводится к решению уравнения (26.14) при условиях (26.12) и (26.13). Решение полученного уравнения читатель найдет в работе В. В. Соболева [51]. Здесь же мы приведем один результат, который понадобится в дальнейшем.

Пусть оптическая толща оболочки за пределом лаймановской серии в начальный момент времени гораздо больше единицы, т. е. $\tau(r_2, 0) \gg 1$. Пусть, далее, излучение звезды настолько сильное, что оно способно создать в оболочке степень ионизации, значительно превосходящую единицу ($\frac{n^+}{n_1} \gg 1$). В таком случае для каждого момента времени оболочка может быть разделена на две области: «ионизованную» ($\frac{n^+}{n_1} \gg 1$) и «неионизованную» ($\frac{n^+}{n_1} \ll 1$) с очень резкой границей между ними, и процесс постепенного усиления

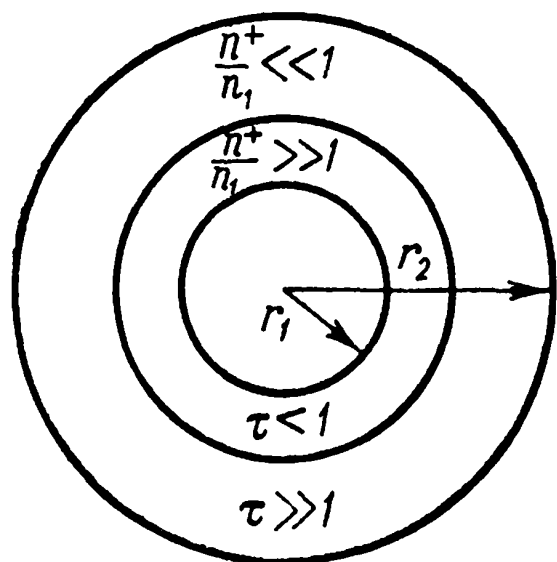


Рис. 65.

ионизации в оболочке может рассматриваться как перемещение границы между указанными областями. Приблизительно упомянутая граница находится там, где в данный момент $\tau \approx 1$ (рис. 65). Такой результат вполне понятен, так как до тех пор, пока для рассматриваемого слоя $\tau \gg 1$, ионизирующее излучение звезды до него не доходит. Только тогда, когда благодаря ионизации обращенной к звезде части оболочки ее оптическая толща становится порядка единицы, начинается ионизация в этом слое.

Указанный результат позволяет легко найти, как меняется с течением времени общее число ионизованных атомов в оболочке, т. е. величина

$$N^+ = \int n^+ dV.$$

Проинтегрируем обе части уравнения (26.14) по всему объему оболочки. Обозначая через $\bar{H}$ полное число квантов, излучаемых звездой за границей лаймановской серии в 1 сек., получаем:

$$\frac{dN^+}{dt} = \bar{H} - N^+ n \sum_{i=2}^{\infty} C_{if}. \quad (26.15)$$

Последний член в уравнении (26.15) написан на основании соотношения

$$\int n_e n^+ dV = n N^+. \quad (26.16)$$

Оно следует из того, что в ионизованной области $n_e \approx n$, а в неионизованной области $n_e \approx 0$.

Решение уравнения (26.15), удовлетворяющее начальному условию $N^+(0) = 0$, имеет вид

$$N^+(t) = \frac{\bar{H}}{n \sum_{i=2}^{\infty} C_{if}} \left(1 - e^{-tn \sum_{i=2}^{\infty} C_{if}} \right). \quad (26.17)$$

Из формулы (26.17) вытекает очень важное следствие. Время, равное

$$t_* = \frac{1}{n \sum_{i=2}^{\infty} C_{if}}, \quad (26.18)$$

можно рассматривать как время установления лучистого равновесия (или *время релаксации* рассматриваемого процесса). Как видно, оно тем больше, чем меньше плотность вещества в оболочке.

Чтобы оценить время релаксации, заметим, что для водорода $\sum_{i=2}^{\infty} C_{if} \approx 3 \cdot 10^{-13}$ (при $T_e = 10\,000^\circ$). Это значит, что когда $n \approx 10^{10}$, то время релаксации оказывается порядка нескольких минут. В оболочках новых в первый период после максимума блеска $n > 10^{10}$. Поэтому можно считать, что установление лучистого равновесия в этом случае непосредственно следует за изменением физических условий в оболочке. Однако в случае Новой Геркулеса 1934 г. температура звезды внезапно возросла тогда, когда плотность вещества в оболочке была уже весьма малой. Именно поэтому установление лучистого равновесия в оболочке Новой Геркулеса затянулось приблизительно на месяц.

С помощью формулы (26.17) можно найти изменение полного количества энергии, излучаемой оболочкой в любой спектральной линии. Для энергии, излучаемой оболочкой в линии с частотой ν_{ik} , имеем:

$$E_{ki} = A_{ki} h \nu_{ik} z_k \int n_e n^+ dV, \quad (26.19)$$

где $z_k = \frac{n_k}{n_e n^+}$. Пользуясь формулами (26.16) и (26.17), получаем:

$$E_{ki} = A_{ki} h \nu_{ik} z_k \frac{\bar{H}}{\sum_{i=2}^{\infty} C_{if}} \left(1 - e^{-tn \sum_{i=2}^{\infty} C_{if}} \right). \quad (26.20)$$

Для Новой Геркулеса формула (26.20) может быть сравнена с наблюдениями. Оказывается, что наблюдаемое изменение интенсивностей балмеровских линий довольно хорошо представляется формулой (26.20). При этом для концентрации атомов в оболочке надо принять значение $n = 3 \cdot 10^6$.

§ 27. Роль выбрасывания оболочек в развитии новой звезды

1. Массы оболочек. Большой интерес представляет вопрос о массах оболочек, выбрасываемых при вспышках новых. Во-первых, по массам оболочек можно судить о тех слоях, в которых происходит отрыв оболочки от звезды, и о тех силах, которые приводят к этому отрыву. Во-вторых, знание масс оболочек позволяет сделать заключения о космогонической роли вспышек. Если масса оболочки сравнима с массой звезды, то вспышка не может не вызвать радикального изменения всей звезды. Напротив, если масса оболочки мала по сравнению с массой звезды, то изменение звезды, происходящее в результате вспышки, ограничивается, повидимому, лишь поверхностными слоями.

Для определения масс оболочек было предложено несколько способов. Мы укажем три из них.

1) Определение массы оболочки по светимости в максимуме. Этот способ основан на формуле (26.9), полученной при интерпретации кривой блеска новой. Формула (26.9) утверждает, что чем больше масса выброшенной оболочки, тем выше светимость новой в максимуме. Переходя в формуле (26.9) от светимости звезды к абсолютной величине и полагая $T = 10\,000^\circ$, получаем:

$$M_{\max} = -17,2 - 2 \lg \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_\odot}, \quad (27.1)$$

где $\mathfrak{M}_\odot$ — масса Солнца. Так как абсолютные величины новых в максимуме колеблются около -6^m , то массы оболочек, вычисленные по формуле (27.1), оказываются порядка $10^{-6} — 10^{-4} \mathfrak{M}_\odot$.

2) Определение массы оболочки по светимости и объему в небулярной стадии. Когда оболочка новой находится в небулярной стадии, ее масса может быть определена тем же способом, каким определяются массы планетарных туманностей. Приближенно масса оболочки равна:

$$\mathfrak{M} = C \sqrt{LV}, \quad (27.2)$$

где C — некоторая постоянная, L — светимость и V — объем оболочки. Определение масс оболочек новых по формуле (27.2) тоже приводит к значениям порядка $10^{-6} — 10^{-4} \mathfrak{M}_\odot$. Однако для отдельных новых этот способ дает более точные результаты, чем предыдущий.

3) Определение массы оболочки по времени релаксации. Этот способ может быть применен только к тем новым,

которые подобны Новой Геркулеса 1934 г. Мы уже видели, что в этом случае свечение оболочки перед вторичным максимумом блеска происходит в отсутствии лучистого равновесия. Находя по кривой блеска время установления лучистого равновесия (время релаксации) и пользуясь формулой (26.18), мы можем определить плотность оболочки. С другой стороны, знание скорости и длительности выбрасывания вещества из звезды позволяет оценить объем оболочки. Как следствие отсюда получается масса выброшенной оболочки.

Чтобы избежать оценки объема оболочки, что связано с некоторой неуверенностью, можно поступить следующим образом. Перепишем соотношение (26.18) в виде

$$t_* n_e \sum_{i=2}^{\infty} C_{if} = 1$$

(мы заменили n на n_e , так как $n_e = n^+ \approx n$). Умножая обе части этого равенства на n^+ и интегрируя по всему объему оболочки, получаем:

$$t_* \int n_e n^+ \sum_{i=2}^{\infty} C_{if} dV = \int n^+ dV.$$

Но интеграл в правой части этого соотношения есть полное число ионов водорода в оболочке, а интеграл в левой части — полное число рекомбинаций на все уровни, начиная со второго. Последнее же число равно числу бальмеровских квантов, излучаемых оболочкой за 1 сек. Следовательно, мы имеем:

$$t_* N_{Ba} = N^+. \quad (27.3)$$

Формула (27.3) справедлива для любого момента времени перед вторичным максимумом блеска. По времени релаксации t_* и количеству излучаемых оболочкой бальмеровских квантов N_{Ba} она дает число ионов водорода N^+ в светящейся, т. е. ионизованной области.

Так как в ионизованной области $\frac{n^+}{n_1} \gg 1$, то N^+ почти совпадает с N , т. е. с полным числом атомов водорода в этой области. С течением времени размеры ионизованной области возрастают и ко времени установления лучистого равновесия становятся максимальными. Число N , определенное для этого времени по формуле (27.3), имеет смысл либо полного количества атомов водорода в оболочке (если оболочка ионизована полностью), либо нижней границы этого количества (если оболочка ионизована частично). Для Новой Геркулеса 1934 г. для момента вторичного максимума блеска формула (27.3) дает $N = 1,4 \cdot 10^{52}$, а значит, $M = m_H N = 2,3 \cdot 10^{28}$ г.

Итак, мы видим, что все перечисленные способы приводят для масс оболочек новых к значениям порядка $10^{-6} — 10^{-4}$ массы Солнца. Расхождения, которые получаются для отдельных новых при исполь-

зовании различных методов, объясняются не только погрешностью этих методов, но и тем обстоятельством, что они применяются к различным моментам времени. Между тем с течением времени благодаря непрерывному выбрасыванию вещества из звезды масса оболочки возрастает. Поэтому второй и третий из указанных выше методов должны давать более высокие значения масс, чем первый.

Надо, однако, отметить, что любой из перечисленных способов не дает полного представления о количестве вещества, выбрасываемого в результате вспышки новой, так как истечение вещества из звезды продолжается и тогда, когда новая уже достигла минимального блеска. Об этом мы судим по тому, что в это время новая имеет спектр типа Вольф-Райе. Длительность пребывания новой в стадии Вольф-Райе можно оценить в несколько десятков лет. Количество вещества, выброшенного звездой за это время, приблизительно по порядку величины равно тому, которое она теряет за время самой вспышки.

Таким образом, мы получаем, что количество вещества, выбрасываемое в результате вспышки новой, составляет очень небольшую часть массы звезды. Это означает, что вспышка новой не влечет за собой существенных изменений в структуре звезды. Вместе с тем малость выбрасываемой при вспышке массы находится в согласии с предположением о том, что некоторые звезды испытывают вспышки по многу раз.

Очень важно также оценить количество вещества, выбрасываемое при вспышке сверхновой. Громадная яркость сверхновых в максимуме заставляет предполагать, что в этом случае выбрасывается масса, во много раз превосходящая ту, которая выбрасывается при вспышке обычной новой. Некоторое представление о массах оболочек сверхновых дает формула (27.1). Подставляя в эту формулу для абсолютной величины в максимуме значение $M_{\max} = -15^m$, получаем, что масса оболочки равна $M = 0,1 M_{\odot}$. Однако у нас нет уверенности в применимости формулы (27.1) к сверхновым.

Более надежно по формуле (27.2) можно оценить массу Крабовидной туманности, выброшенной, как известно, при вспышке Сверхновой 1054 г. Следует, однако, иметь в виду, что спектр Крабовидной туманности довольно сильно отличается от спектров планетарных туманностей и оболочек новых в небулярной стадии. Эмиссионные линии водорода в нем весьма слабы, а непрерывный фон, наоборот, интенсивен. Благодаря этому значение постоянной C для данного случая будет несколько иное, чем для случая планетарных туманностей. С учетом этого из формулы (27.2) следует, что масса Крабовидной туманности равна приблизительно двум солнечным массам.

Приведенные оценки говорят о том, что при вспышке сверхновой выбрасывается масса, составляющая значительную часть массы звезды.

2. Динамика оболочек. Наблюдения показывают, что смещения абсорбционных линий в спектрах новых претерпевают в некоторых случаях заметные изменения. Этот факт, истолкованный как измененис

скорости движения оболочки, позволяет судить о действующих на оболочку силах.

Однако с самого начала следует отметить, что ускорение или торможение оболочек не является единственным возможным объяснением для наблюдаемых изменений в смещении линий поглощения. В качестве другой причины, действующей аналогичным образом, можно указать на изменение эффективного уровня поглощающего вещества в оболочке, движущейся с градиентом скорости. Допустим, например, что внешние слои оболочки расширяются с большей скоростью, чем внутренние. В таком случае по мере рассеяния внешних слоев эффективный уровень поглощающего вещества будет приближаться к внутренней границе оболочки и смещение абсорбционных линий будет убывать. Еще одной причиной, вызывающей тот же эффект, может оказаться влияние вещества, выбрасываемого из звезды после максимума блеска, ибо скорость движения этого вещества, вообще говоря, не совпадает со скоростью движения главной оболочки. Сказанное заставляет с осторожностью относиться к выводам о динамике оболочек, делаемым на основании наблюдаемых смещений абсорбционных линий.

В период от момента вспышки до момента максимума блеска в спектрах некоторых новых наблюдалось уменьшение смещения линий поглощения. Рядом авторов этот эффект объясняется торможением оболочек под действием притяжения звезды, что дает возможность определить массы новых. Наиболее полное исследование этого вопроса принадлежит Э. Р. Мустелю [49, стр. 11].

Он получил, что массы ряда новых заключены в пределы от $70 M_{\odot}$ (Новая Лебедя 1920) до $1300 M_{\odot}$ (Новая Орла 1918). Столь большие массы не встречаются ни в одном из известных нам классов звезд. Можно, конечно, себе представить, что такие необычные звезды, как новые, обладают необычно большими массами. Однако не исключено, что уменьшение смещения абсорбционных линий в данном случае частично вызывается уже указанным выше явлением перемещения эффективного уровня поглощающего вещества.

В связи с вопросом о массах новых надо отметить, что вывод о громадных значениях масс есть неизбежное следствие выдвинутой Э. Р. Мустелем «гипотезы Б» (см. § 26). Как мы уже знаем, согласно этой гипотезе в момент вспышки начинается расширение всей звезды, а в момент максимума блеска от звезды отделяются ее внешние слои; при этом фотосфера остается со звездой. Следовательно, в момент максимума блеска скорость расширения фотосферы должна быть меньше, чем параболическая скорость на расстоянии от центра звезды, равном радиусу фотосферы в этот момент.

Иначе говоря, должно быть:

$$v_p < \sqrt{2 \frac{GM_*}{r_p}},$$

откуда

$$M_* > \frac{v_p^2 r_p}{2G}. \quad (27.4)$$

Определяя v_p и r_p тем же способом, каким эти величины определяются при нахождении параллакса новой, мы можем из неравенства (27.4) получить нижнюю границу массы звезды. Э. Р. Мустель с помощью неравенства (27.4) нашел для масс новых такие же большие значения, как и из уменьшения смещения абсорбционных линий. Например, масса Новой Орла 1918 г. оказалась равной $1700 M_\odot$.

Наиболее серьезное возражение против больших масс новых привел сам Э. Р. Мустель. Как известно, в эпоху минимального блеска новые обладают очень небольшими радиусами (порядка 0,1 радиуса Солнца). Поэтому в случае больших масс в спектрах новых должно наблюдаться «красное смещение». Однако наблюдения не показывают этого. Таким образом, чрезвычайно важный вопрос о массах новых в настоящее время еще не может считаться решенным.

Сразу после максимума блеска смещения абсорбционных линий в спектрах новых сильно увеличиваются (например, от 70 до 285 км/сек в спектре Новой Живописца 1925 г.). Сначала наряду с линиями, наблюдавшимися до максимума блеска, появляются новые линии, смещенные в фиолетовую сторону относительно прежних. Постепенно интенсивность новых линий возрастает, а интенсивность прежних убывает, пока в конце концов они не исчезают совершенно. Создается впечатление, что второй спектр возник за счет первого. Э. Р. Мустель объясняет указанную трансформацию одного спектра в другой действием селективного светового давления. По мнению Э. Р. Мустеля, сразу после максимума блеска начинается поглощение фотосферного излучения атомами ближайших к звезде слоев оболочки в спектральных линиях, что влечет за собой увеличение скорости этих атомов. Благодаря эффекту Допплера ближайшие к звезде слои оболочки становятся прозрачными для фотосферного излучения тех же частот и оно поглощается атомами следующих слоев оболочки. Этот процесс продолжается до тех пор, пока вся оболочка не приобретает увеличенной скорости. Для объяснения возрастания смещения абсорбционных линий в спектрах новых после максимума блеска предлагались и другие гипотезы, однако объяснение Э. Р. Мустеля представляется наиболее правдоподобным.

Несомненно, что две указанные выше силы — притяжение звезды и сила светового давления — играют большую роль в динамике оболочки, когда она находится близко от звезды. На более же поздней стадии важное значение может иметь торможение оболочки под действием сопротивления межзвездной среды. Остановимся коротко на этом эффекте.

Допустим, что новая вспыхнула в однородной среде с плотностью ρ . По мере расширения оболочки в нее будут попадать частицы этой

среды и масса оболочки будет возрастать. Если в момент вспышки масса оболочки была равна $\mathfrak{M}$, то на расстоянии r от звезды она станет равной

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho + \mathfrak{M}.$$

На основании закона сохранения количества движения мы можем написать:

$$\left(\frac{4}{3} \pi r^3 \rho + \mathfrak{M} \right) v = \mathfrak{M} v_0, \quad (27.5)$$

где v_0 — скорость оболочки в начальный момент и v — скорость оболочки на расстоянии r от звезды. Подставляя в уравнение (27.5) $\frac{dr}{dt}$ вместо v и интегрируя, получаем:

$$\frac{1}{3} \pi r^4 \rho + \mathfrak{M} r = \mathfrak{M} v_0 t, \quad (27.6)$$

где t — время, прошедшее от момента вспышки. Соотношение (27.6) определяет радиус оболочки r в зависимости от времени t .

Чтобы найти, как меняется скорость расширения оболочки с течением времени, надо воспользоваться соотношениями (27.5) и (27.6). Найдем, например, тот промежуток времени, в течение которого скорость уменьшится вдвое. Из (27.5) имеем:

$$\frac{v}{v_0} = \frac{\mathfrak{M}}{\frac{4}{3} \pi r^3 \rho + \mathfrak{M}}. \quad (27.7)$$

Очевидно, что v будет равно $\frac{1}{2} v_0$, когда

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho = \mathfrak{M}. \quad (27.8)$$

Подставляя (27.8) в (27.6), для искомого промежутка времени получаем:

$$t = \frac{5}{4v_0} \left(\frac{3\mathfrak{M}}{4\pi\rho} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (27.9)$$

В таблице 22 даны промежутки времени, в течение которых скорость оболочки уменьшается соответственно в два и 100 раз, а также радиусы оболочки в моменты достижения указанных скоростей. Для плотности межзвездной среды принято ее среднее значение $\rho = 3 \cdot 10^{-24} \text{ г/см}^3$. для начальной скорости оболочки $v_0 = 1000 \text{ км/сек}$, t и r вычислены с помощью формул (27.7) — (27.9). Таблица составлена для трех значений массы оболочки: 10^{-5} , 10^{-4} и 10 масс Солнца. Два первых значения соответствуют оболочкам новых, последнее — оболочкам сверхновых.

Т а б л и ц а 22

	$\mathfrak{M} = 10^{-5} \mathfrak{M}_{\odot}$		$\mathfrak{M} = 10^{-4} \mathfrak{M}_{\odot}$		$\mathfrak{M} = 10 \mathfrak{M}_{\odot}$	
	$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{2}$	$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{100}$	$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{2}$	$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{100}$	$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{2}$	$\frac{v}{v_0} = \frac{1}{100}$
t в годах . . .	48	4500	102	9800	4800	450 000
r в парсеках .	0,04	0,18	0,08	0,38	3,8	17,6

Мы видим, что торможение оболочек новых должно стать заметным через несколько десятилетий. Однако, вообще говоря, это не наблюдается. Например, оболочка Новой Орла 1918 г. расширяется без замедления уже 30 лет. Повидимому, отсутствие заметного торможения в данном случае объясняется сравнительно большой массой оболочки новой (равной $10^{-4} \mathfrak{M}_{\odot}$). Другое возможное объяснение состоит в том, что за промежуток времени между вспышками новая не успевает покинуть область, из которой межзвездное вещество «было изгнано» предыдущей вспышкой.

Если вспышка новой произошла в месте с повышенной плотностью межзвездного вещества, то обнаружение торможения оболочки становится более вероятным. В связи с этим большой интерес представляет Новая Персея 1901 г., вспыхнувшая, как мы знаем, внутри пылевой туманности и осветившая ее. Оорт сравнил фотографии оболочки этой новой, полученные в 1917 и 1934 гг., и обнаружил, что за указанное время оболочка замедлила свое движение и в некоторых местах деформировалась. Последнее он объясняет неоднородностью пылевой туманности. Интересно, что деформированный край оболочки является весьма ярким. По мнению Оорта, его свечение вызывается столкновениями атомов оболочки с частицами пылевой туманности. В этом Оорт видит дополнительное подтверждение торможения оболочки.

3. Энергия, выделяемая при вспышке. Ранее была определена масса, выбрасываемая при вспышке новой. Теперь мы вычислим энергию, выделяемую при вспышке. Эта энергия складывается из трех частей: 1) лучистой, 2) кинетической энергии оболочки и 3) энергии отрыва оболочки от звезды. Рассмотрим каждую из указанных частей в отдельности.

Лучистая энергия определяется по формуле

$$E_{\text{луч}} = \int L(t) dt,$$

(27.10)

где $L(t)$ — светимость новой, а интегрирование распространяется на весь период вспышки. Для каждой новой интеграл (27.10) может быть

вычислен с помощью кривой блеска. Оказывается, что

$$E_{\text{луч}} \approx 10^{45} - 10^{46} \text{ эрг.}$$

Кинетическая энергия оболочки равна:

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} M v^2. \quad (27.11)$$

Принимая, что массы оболочек заключены в интервале $10^{28} - 10^{29} \text{ г}$, а их скорости порядка 1000 км/сек , получаем, что $E_{\text{кин}} \approx 10^{44} - 10^{45} \text{ эрг}$.

Для вычисления энергии отрыва оболочки от звезды надо воспользоваться формулой

$$E_{\text{отр}} = G \frac{M_* M}{R}. \quad (27.12)$$

Мы возьмем для масс новых значения порядка нескольких масс Солнца. Радиус новой в момент отрыва оболочки будем считать равным радиусу после вспышки, т. е. $R = 0,1 R_{\odot}$. В таком случае формула (27.12) дает: $E_{\text{отр}} \approx 10^{44} - 10^{45} \text{ эрг}$.

Таким образом, мы получаем, что полная энергия, выделяемая при вспышке новой, равна $10^{45} - 10^{46} \text{ эрг}$. Для сравнения можно отметить, что Солнце излучает такое же количество энергии за время $10^5 - 10^6 \text{ лет}$.

Очень важен вопрос, в каких слоях происходит выделение энергии при вспышке новой. Можно сделать два предположения: 1) энергия выделяется в самых глубоких слоях звезды и каким-то способом переносится наружу, 2) энергия выделяется в поверхностных слоях звезды, лежащих непосредственно под сбрасываемыми слоями.

Легко показать, что в первом случае перенос энергии не может осуществляться путем лучеиспускания. В самом деле, если бы это было так, то для прохождения энергии через всю толщу звезды потребовалось бы не менее миллиона лет. Кроме того, весь процесс выхода энергии наружу также затянулся бы на время порядка миллиона лет. Следовательно, взрыв, происшедший в центральных областях звезды, наблюдался бы в виде очень небольшого увеличения светимости на протяжении огромного промежутка времени. Никаких явлений, характерных для вспышек новых, при этом, конечно, не наблюдалось бы.

В связи с этим был подробно рассмотрен другой механизм переноса взрывной энергии из звездных недр наружу, а именно распространение ударной волны. Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский [52] показали, что вынос энергии взрыва на поверхность звезды длится в этом случае лишь десятки минут. Ударная волна, распространяясь в среде с убывающей плотностью, движется ускоренно и может выйти на поверхность со скоростью нескольких тысяч километров в секунду, будучи вначале значительно меньшей.

Более вероятной, однако, представляется вторая из указанных выше гипотез, заключающаяся в том, что взрыв происходит в месте отрыва

оболочки от звезды. Если бы мы хорошо знали строение фотосферы звезды перед вспышкой, то, пользуясь известной массой оболочки, могли бы определить физические условия в месте отрыва. К сожалению, наши сведения о состоянии новых перед вспышкой еще недостаточны для таких вычислений.

4. Роль вспышки в развитии звезды. Милном было высказано предположение, что вспышка новой означает превращение обычной звезды в белый карлик. Основанием для такого предположения послужил тот факт, что новая после вспышки оказывается карликовой звездой (с абсолютной величиной около $+5^m$) спектрального типа Вольф-Райе. Однако если при вспышке новой действительно совершается переход звезды от одной равновесной конфигурации (обычная звезда) к другой равновесной конфигурации (белый карлик), то при этом должна освобождаться громадная энергия, равная разности гравитационных энергий указанных конфигураций. По порядку величины эта энергия равна:

$$\Delta E = G\mathcal{M}_*^2 \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right), \quad (27.13)$$

где $\mathcal{M}_*$ — масса звезды, R_1 и R_2 — начальный и конечный радиусы конфигурации. При массе новой, составляющей несколько солнечных масс, формула (27.13) дает: $\Delta E \approx 10^{50}$ эрг. Между тем мы видели, что при вспышках обыкновенных новых освобождается энергия порядка $10^{45} - 10^{46}$ эрг, т. е. в $10^4 - 10^5$ раз меньшая, чем это требуется по гипотезе Милна. Указанное противоречие можно было бы устранить, сделав допущение, что освобождающаяся гравитационная энергия идет на увеличение других видов энергии звезды (например, на повышение температуры ее недр и пр.). Однако такая точная компенсация этих энергий, в результате которой выделяется только ничтожная часть освободившейся гравитационной энергии, представляется мало вероятной.

Другое возражение против гипотезы Милна вытекает из статистики новых. Известно, что в туманности Андромеды вспыхивает в среднем по 30 новых ежегодно. Число новых, вспыхивающих ежегодно в нашей Галактике, повидимому, еще больше, однако точная оценка этого числа затруднительна, так как наблюдаются только те из новых, которые вспыхивают в окрестностях Солнца. Принимая, что средний возраст звезд составляет 10^{10} лет, мы получаем, что за время жизни Галактики в ней вспыхнуло не менее $3 \cdot 10^{11}$ новых. Но общее число звезд в Галактике составляет приблизительно $3 \cdot 10^{10}$. Следовательно, каждая звезда вспыхнула в среднем не менее 10 раз. С другой стороны, мы наверно знаем, что Солнце за $2 \cdot 10^9$ лет не испытывало такой катастрофы, ибо последняя привела бы к расплавлению земной коры, чего, однако, не случилось за указанный период. Можно считать, что и другие звезды, подобные Солнцу, не испытывали вспышек за время такого же порядка. Это увеличивает число

вспышек, приходящихся на каждую из оставшихся звезд. Сказанное заставляет думать, что существует специальный класс звезд, каждая из которых вспыхивает по очень много раз. Как мы помним, такое заключение уже было сделано выше на основании аналогии между типичными и повторными новыми.

Изложенные соображения, опровергающие гипотезу Милна, привели к замене ее гипотезой о том, что обычная звезда превращается в белый карлик не в результате одной вспышки новой, а посредством целого ряда таких вспышек. Эта гипотеза в наиболее общем виде была развита Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [43, вып. 2 и 3].

Прежде всего Б. А. Воронцов-Вельяминов обратил внимание на то, что новые в промежутках между вспышками (т. е. в их нормальных состояниях) обладают весьма различными светимостями, заполняя на диаграмме спектр — светимость область от звезд Вольф-Райе до голубых и белых карликов. Более подробное рассмотрение вопроса привело к обнаружению на диаграмме спектр — светимость новой непрерывной последовательности, названной Б. А. Воронцовым-Вельяминовым *бело-голубой*. Эта последовательность начинается от звезд типов О и В, идет через звезды типа Вольф-Райе, повторные и обычные новые и заканчивается голубыми и белыми карликами. Так как массы звезд класса О составляют около $40 M_{\odot}$, массы звезд Вольф-Райе порядка $10 M_{\odot}$, а массы белых карликов порядка $M_{\odot}$ и меньше, то Б. А. Воронцов-Вельяминов высказал предположение, что бело-голубая последовательность имеет эволюционный смысл: наиболее массивные звезды, теряя массу, движутся в своем развитии вдоль последовательности, превращаясь в конце концов в белых карликов. При этом потеря массы происходит сначала в виде непрерывного истечения, а затем в результате взрывов, интервалы между которыми постепенно возрастают.

Несомненно, что самый факт существования бело-голубой последовательности на диаграмме спектр — светимость представляет значительный интерес. Однако гипотеза об эволюционном смысле этой последовательности не может быть принята в настоящее время. Против нее выдвигаются следующие возражения [22], [53]:

1) Допустим вместе с Б. А. Воронцовым-Вельяминовым, что звезды класса О превращаются в звезды Вольф-Райе, затем в новые и, наконец, в белые карлики. Так как звезды Вольф-Райе и новые очень интенсивно теряют массу, то время их «жизни» сравнительно невелико (порядка 10^5 — 10^6 лет для звезд Вольф-Райе и порядка 10^7 — 10^8 лет для новых). Ясно, что за такое короткое время ни распределение звезд в пространстве, ни распределение их скоростей не могут заметным образом измениться. Следовательно, все объекты, входящие в бело-голубую последовательность, должны иметь приблизительно одинаковые пространственные и кинематические характеристики. Однако наблюдения противоречат такому заключению.

2) Обратимся к спутникам звезд, входящих в бело-голубую последовательность. Известно, что звезды О и Вольф-Райе очень часто оказываются двойными, причем их спутниками являются горячие гиганты. Новые не обладают спутниками вовсе или их спутники — очень слабые звезды. Во всяком случае, до сих пор ни у одной новой не удалось обнаружить двойственности (именно поэтому, кстати сказать, массы новых не удается точно определить). Белые карлики являются спутниками самых различных звезд (например, один из белых карликов — спутник Сириуса, другой — спутник долгопериодической переменной Миры Кита и т. д.). Ясно, что при предположении об эволюции звезд, входящих в бело-голубую последовательность, вдоль этой последовательности становится очень трудно объяснить эволюцию их спутников.

Таким образом, в настоящее время мы не можем сказать ничего определенного о роли вспышек в развитии звезд. Подчеркнем лишь еще раз, что вспышкам подвержены звезды, резко отличающиеся по своим характеристикам от других звезд. Например, не могут вспыхивать звезды, подобные Солнцу.

Скажем еще несколько слов о вспышках сверхновых. Применяя к этому случаю формулы предыдущего раздела, мы получаем, что при вспышках сверхновых выделяется энергия порядка 10^{50} эрг. Эта энергия уже сравнима с гравитационной энергией звезды (если, конечно, масса сверхновой не превосходит во много раз массу Солнца). Кроме того, масса, выбрасываемая при вспышке сверхновой, сравнима с массой звезды (опять-таки при предположении, что масса сверхновой порядка массы Солнца). Можно поэтому думать, что при вспышке сверхновой происходит переход звезды от одной равновесной конфигурации к другой, существенно отличающейся от первой. Не исключено, например, что вспышка сверхновой означает переход обычной звезды в состояние белого карлика. Однако вспышки сверхновых происходят слишком редко для того, чтобы таким путем за время 10^{10} лет могли возникнуть все белые карлики, имеющиеся в Галактике.

ГЛАВА VI

ЗВЕЗДЫ С ЯРКИМИ СПЕКТРАЛЬНЫМИ ЛИНИЯМИ

§ 28. Формирование эмиссионных линий

1. **Звезды типов Вольф-Райе, Р Лебедя и Ве.** Эта глава будет посвящена в основном звездам ранних классов с яркими спектральными линиями, т. е. звездам типов Вольф-Райе, Р Лебедя и Ве. В настоящее время звезды перечисленных типов изучены более полно, чем звезды других типов с эмиссионными линиями в спектрах. В значительной мере это объясняется меньшей сложностью физических процессов, протекающих в атмосферах указанных звезд.

Звезды типа Вольф-Райе по степени возбуждения и ионизации атомов соответствуют спектральному классу О. Их спектры состоят из наложенных на непрерывный фон широких ярких полос Н, He I, He II, C III, N III и других атомов с очень высокими потенциалами ионизации. С фиолетовой стороны некоторых из ярких полос видны слабые линии поглощения. Ширина ярких полос составляет несколько десятков ангстремов, а интенсивность внутри полосы иногда в 10—20 раз превосходит интенсивность непрерывного спектра. Вследствие этого энергия, излучаемая звездой в ярких линиях, оказывается сравнимой с энергией, излучаемой в непрерывном спектре (в видимой или фотографической области). Микрофотограммы спектров отдельных звезд Вольф-Райе приведены на рис. 66.

Важной особенностью спектров звезд Вольф-Райе является их разделение (правда, не очень строгое) на две последовательности: азотную и углеродную. В спектрах первой последовательности имеются полосы азота в разных стадиях ионизации, но нет полос углерода и кислорода, в спектрах второй последовательности содержатся полосы углерода и кислорода в разных стадиях ионизации, но нет полос азота. По степени возбуждения и ионизации атомов обе эти последовательности сходны. Повидимому, в данном случае мы имеем дело с реальными различиями в химическом составе звезд.

В последнее десятилетие было обнаружено несколько спектрально-двойных систем с компонентами типа Вольф-Райе. Одна из этих систем (HD 193576) оказалась вместе с тем затменной переменной. Изучение указанных систем дало много ценных сведений о звездах

ной. Спектры звезд типа Ве претерпевают заметные изменения с течением времени. Например, меняются относительные интенсивности компонент ярких линий. Иногда яркие линии исчезают совершенно, и звезда типа Ве превращается в нормальную звезду типа В. Вместе с изменениями спектра наблюдаются также небольшие колебания блеска звезды.

2. Истечение вещества из звезд. Наблюдательные данные о звездах типов Вольф-Райе и Р Лебеда приводят к заключению, что из этих звезд происходит непрерывное истечение вещества. Перечислим основные факты, подтверждающие указанную точку зрения.

Во-первых, контуры линий в спектрах звезд типов Р Лебеда и Вольф-Райе имеют вид, изображенный на рис. 67, а. Такие контуры наиболее естественно объясняются тем, что линии возникают в оболочках, выбрасываемых из звезд. При этом благодаря эффекту Доплера эмиссионные линии оказываются расширенными, а линии поглощения, возникающие в приближающейся к наблюдателю части оболочки, — смещенными в фиолетовую сторону спектра.

Во-вторых, аналогичными контурами обладают линии в спектрах новых — объектов, выбрасывание вещества из которых не подлежит сомнению. Однако в отличие от спектров новых спектры звезд типов Вольф-Райе и Р Лебеда не меняются заметно с течением времени. Это обстоятельство заставляет считать, что в данном случае мы имеем дело не с отрывом и удалением оболочек, а с непрерывным истечением вещества с поверхности звезд. Благодаря этому процессу вокруг звезд образуются протяженные оболочки, вещество в которых непрерывно обновляется.

В-третьих, если расширение эмиссионных линий вызывается эффектом Доплера, то ширина линии должна быть равна $\Delta\lambda = 2 \frac{v}{c} \lambda$, где v — скорость истечения вещества и c — скорость света. Указанная зависимость между шириной линии $\Delta\lambda$ и длиной волны λ действительно соблюдается для спектров звезд типов Вольф-Райе и Р Лебеда. Это дает возможность определить скорость истечения вещества из звезд. Она оказывается порядка 1000 км/сек для звезд Вольф-Райе и порядка 100 км/сек для звезд типа Р Лебеда.

В-четвертых, некоторые из звезд Вольф-Райе являются компонентами тесных пар. В таких случаях для объяснения спектроскопических и фотометрических явлений приходится считать, что спутники звезд Вольф-Райе движутся в протяженных атмосферах, обволакивающих эти звезды.

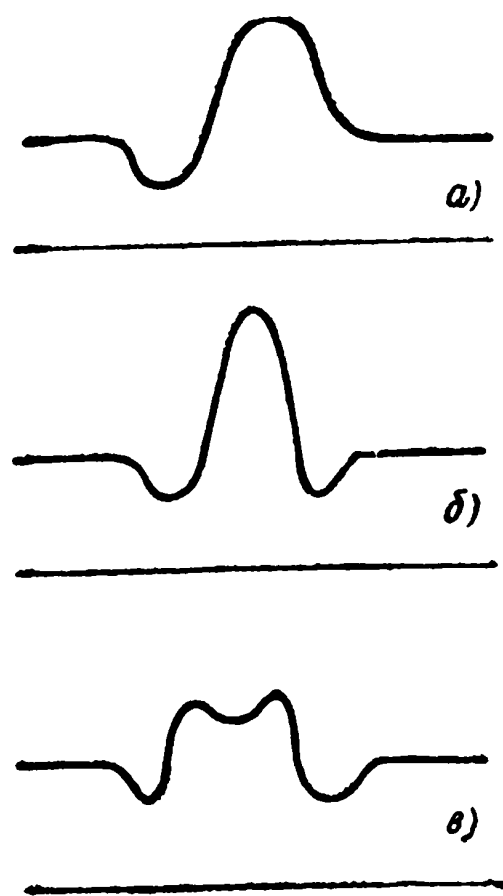


Рис. 67.

Существование протяженных оболочек у звезд типа Вольф-Райе и Р Лебеда делает вполне естественной гипотезу о том, что эмиссионные линии в спектрах этих звезд возникают в результате флуоресценции, протекающей в общих чертах так же, как в планетарных туманностях. Как известно, для осуществления флуоресценции необходимо малое значение фактора разрежения излучения. Указанное условие как раз и выполняется в протяженных оболочках. Следует, однако, отметить, что фактор разрежения излучения в этих оболочках далеко не так мал, как в туманностях. Мы увидим дальше, что благодаря этому обстоятельству процесс свечения протяженных оболочек значительно усложняется по сравнению с процессом свечения туманностей.

Весьма важно узнать, существует ли заметное ускорение или торможение атомов, выбрасываемых из звезд. Некоторые сведения об этом можно получить из анализа контуров спектральных линий (см. раздел 3). Другой способ решения поставленного вопроса заключается в следующем. Так как процесс свечения рассматриваемых оболочек в принципе не отличается от процесса свечения планетарных туманностей, то в оболочках должна существовать такая же стратификация излучения, какая имеет место в туманностях. Иными словами, линии атомов с высоким потенциалом ионизации должны возникать в более глубоких слоях оболочек, чем линии атомов с низким потенциалом ионизации. Вследствие этого при наличии градиента скорости в оболочке эмиссионные линии разных атомов должны иметь неодинаковую ширину. Очевидно, что ширины линий будут возрастать вместе с потенциалом ионизации, если атомы движутся в оболочке замедленно, и убывать, если атомы движутся ускоренно. Наблюдательные данные о ширине эмиссионных линий He I (λ 5875) и He II (λ 5411) в спектрах некоторых звезд Вольф-Райе приведены в таблице 23. Из таб-

Т а б л и ц а 23

Звезда	He I	He II
HD 192163	1815	1550
177230	785	520
192103	1290	975
184738	1075	540

лицы видно, что линии нейтрального гелия обладают большей шириной, чем линии ионизованного гелия. Согласно только что изложенной интерпретации это говорит об ускоренном движении атомов в оболочках звезд Вольф-Райе.

Важно также оценить количество вещества, выбрасываемое звездой за единицу времени. Очевидно, что за время dt через единицу

поверхности на расстоянии r от центра звезды протекает количество вещества, равное $\rho(r) v(r) dt$, где $\rho(r)$ и $v(r)$ — соответственно плотность и скорость в рассматриваемом месте оболочки. Количество вещества, протекающее через всю сферическую поверхность радиуса r за время dt , будет равно:

$$dM = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) dt. \quad (28.1)$$

Чтобы оценить $\frac{dM}{dt}$, примем в качестве r радиус фотосферы и в качестве $\rho(r)$ — значение плотности, характерное для нижней границы обращающего слоя, т. е. плотность порядка 10^{-11} г/см³ (это значение ρ будет уточнено в дальнейшем). Из формулы (28.1) получаем, что звезда типа Вольф-Райе или Р Лебеда теряет за год массу, равную приблизительно 10^{-5} массы Солнца. Такое громадное количество массы, теряемое звездой ежегодно, говорит прежде всего о кратковременности пребывания звезды в стадии Вольф-Райе или Р Лебеда.

Представление о выбрасывании вещества из звезд Ве и о наличии у них протяженных оболочек основывается как на факте присутствия в их спектрах эмиссионных линий, так и на ряде особенностей этих спектров. Пока мы укажем только одну из особенностей спектров звезд Ве. Судя по контурам широких абсорбционных линий, звезды Ве принадлежат к числу быстровращающихся звезд. Их скорости вращения на экваторе достигают нескольких сот км/сек. Вещество, выброшенное из звезды и образующее протяженную оболочку, также, разумеется, участвует во вращении. Этим объясняется расширение эмиссионных линий, возникающих в оболочках в результате флуоресценции. Однако скорость вращения выброшенного вещества уменьшается по мере его удаления от звезды (вследствие сохранения углового момента). Благодаря этому эмиссионные линии обладают меньшей шириной по сравнению с абсорбционными линиями, на которые они накладываются.

Повидимому, быстрое вращение звезд Ве способствует выбрасыванию из них вещества. Однако мы не можем считать, что именно вращение является причиной, приводящей к выбрасыванию вещества из звезды. Это следует из того, что эмиссионный спектр звезд Ве претерпевает нерегулярные изменения с течением времени (а иногда и исчезает вовсе). Следовательно, выбрасывание вещества из звезд Ве носит также нерегулярный характер, что было бы невозможно в случае выбрасывания вещества вследствие вращения.

Мощность истечения вещества из звезд Ве сравнительно невелика. Об этом говорит тот факт, что наличие оболочки, за исключением отдельных случаев, мало влияет на распределение энергии в непрерывном спектре звезды. В первом приближении спектр звезды Ве можно рассматривать как результат наложения эмиссионных линий на более или менее нормальный спектр класса В. Следовательно, оболочка звезды Ве играет роль верхних слоев атмосферы. В этом отношении звезды Ве отличаются от звезд типов Вольф-Райе и Р Лебеда, оболочки которых делают совершенно невидимой «саму» звезду. Оболочки звезд типов Вольф-Райе и Р Лебеда настолько мощные, что они служат не только атмосферой, но и фотосферой звезды. Однако в дальнейшем, говоря об оболочках звезд Вольф-Райе, мы будем иметь в виду только те их части, в которых возникают

спектральные линии, т. е. атмосферы. Об оболочках звезд Вольф-Райе, как о фотосферах, где возникает непрерывный спектр, речь будет идти в § 33.

3. Контуры эмиссионных линий. Ценные сведения о характере движения выброшенного из звезды вещества может дать изучение контуров эмиссионных линий в спектре звезды.

Вообще говоря, теоретическое определение контуров линий, образованных движущимися оболочками, представляет большие трудности. Однако в том случае, когда скорость движения оболочек значительно превосходит среднюю тепловую скорость атомов, контуры линий могут быть вычислены довольно легко. Это происходит оттого, что в данном случае можно пренебречь всеми факторами, влияющими на контур линии, кроме одного — движения оболочки. Только в этом случае может быть достаточно уверенно решена и обратная задача — нахождение

по наблюдаемым контурам линий параметров, характеризующих движение оболочки.

Можно считать, что указанный случай в очень хорошем приближении осуществляется в оболочках звезд типов Вольф-Райе, Р Лебеда и Ве (а также новых). Именно поэтому мы и будем рассматривать его в дальнейшем.

Возьмем координатную систему XYZ с началом координат в центре звезды и осью Z , направленной к наблюдателю. Чтобы определить контур эмиссионной линии, возникающей при переходе атома из k -го состояния в i -е, мы вычислим

сначала интенсивность излучения $I_{ik}(x, y, \nu)$, идущего от точки диска звезды с координатами x, y в частоте ν внутри линии (рис. 68). Полная энергия, излучаемая в частоте ν по направлению к наблюдателю (в единице телесного угла), определится затем по формуле

$$\mathcal{E}_{ik}(\nu) = \iint I_{ik}(x, y, \nu) dx dy. \quad (28.2)$$

Мы не будем предполагать заранее, является оболочка прозрачной или непрозрачной для излучения в данной линии. Поэтому наряду с объемным коэффициентом излучения $\epsilon_{ik}(\nu - \nu'_{ik})$ введем в рассмотрение объемный коэффициент поглощения $\alpha_{ik}(\nu - \nu'_{ik})$. Здесь через ν'_{ik} обозначена центральная частота линии, излучаемой данным элементарным объемом, движущимся, вообще говоря, по отношению к наблюдателю. Эта частота смещена по отношению к центральной частоте ν_{ik} линии, возникающей в неподвижном для наблюдателя

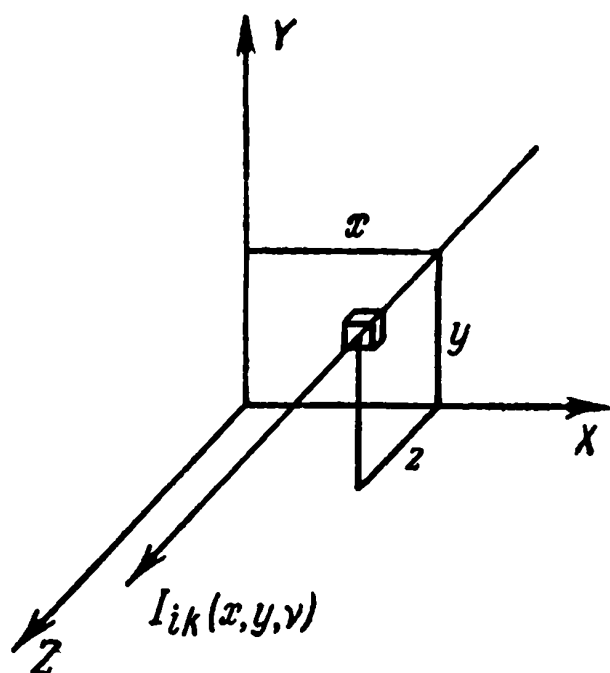


Рис. 68.

объеме, на величину

$$\nu'_{ik} - \nu_{ik} = \nu_{ik} \frac{v_z}{c}, \quad (28.3)$$

где v_z — проекция скорости движения рассматриваемого элементарного объема на ось z . Заметим, что величина ϵ_{ik} пропорциональна числу излучающих атомов $n_k(x, y, z)$ в 1 см^3 , а величина α_{ik} пропорциональна числу поглощающих атомов $n_i(x, y, z)$ в 1 см^3 .

Для интенсивности излучения $I_{ik}(x, y, \nu)$ мы имеем:

$$I_{ik}(x, y, \nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{ik}(\nu - \nu'_{ik}) e^{-\int_z^{\infty} \alpha_{ik}(\nu - \nu'_{ik}) dz} dz. \quad (28.4)$$

При написании формулы (28.4) не было сделано никаких допущений относительно поля скоростей в оболочке. Теперь же в соответствии с уже сказанным ранее допустим, что скорость движения оболочки значительно превосходит тепловые скорости атомов. В этом случае без особой потери точности мы можем сложные функции ϵ_{ik} и α_{ik} от частоты ν заменить более простыми. Именно, будем считать, что величины ϵ_{ik} и α_{ik} отличны от нуля и постоянны в интервале частот от $\nu'_{ik} - \frac{\Delta\nu_{ik}}{2}$ до $\nu'_{ik} + \frac{\Delta\nu_{ik}}{2}$ и равны нулю вне этого интервала, причем

$$\Delta\nu_{ik} = 2\nu_{ik} \frac{u}{c}, \quad (28.5)$$

где u — средняя тепловая скорость атомов.

Ясно, что при сделанных допущениях излучение частоты ν будет посылаться к наблюдателю не всей оболочкой, а только ее некоторой областью, расположенной по обе стороны от поверхности равных лучевых скоростей, соответствующей частоте ν . Уравнение этой поверхности имеет вид

$$\nu = \nu_{ik} + \frac{\nu_{ik}}{c} v_z(x, y, z). \quad (28.6)$$

Как легко понять, границы упомянутой области будут находиться от поверхности (28.6) по лучу зрения (т. е. по оси z) на расстоянии, соответствующем изменению частоты на величину $\frac{\Delta\nu_{ik}}{2}$. Таким образом, вместо формулы (28.4) получаем:

$$I_{ik}(x, y, \nu) = \int_{z_1}^{z_2} \epsilon_{ik} e^{-\int_z^{z_2} \alpha_{ik} dz} dz, \quad (28.7)$$

где пределы интегрирования z_1 и z_2 определяются из условий

$$\left. \begin{aligned} \nu - \frac{\Delta\nu_{ik}}{2} &= \nu_{ik} + \frac{\nu_{ik}}{c} v_z(x, y, z_1), \\ \nu + \frac{\Delta\nu_{ik}}{2} &= \nu_{ik} + \frac{\nu_{ik}}{c} v_z(x, y, z_2) \end{aligned} \right\} \quad (28.8)$$

[или из условий, отличающихся от (28.8) знаками перед $\frac{\Delta\nu_{ik}}{2}$].

Ясно, далее, что при сделанных допущениях «толщина» слоя, дающего излучение в частоте ν (т. е. разность $z_2 - z_1$), будет сравнительно невелика (за исключением отдельных мест). Это позволяет считать величины α_{ik} и ε_{ik} постоянными в этом слое и равными их значениям на поверхности (28.6). Производя интегрирование в формуле (28.7), находим:

$$I_{ik}(x, y, \nu) = \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} [1 - e^{-\alpha_{ik}(z_2 - z_1)}]. \quad (28.9)$$

Что касается разности $z_2 - z_1$, то она может быть найдена из соотношений (28.8). Вычитая одно соотношение из другого и принимая

$$v_z(x, y, z_2) - v_z(x, y, z_1) = \frac{\partial v_z}{\partial z} (z_2 - z_1), \quad (28.10)$$

получаем:

$$\Delta\nu_{ik} = \frac{\nu_{ik}}{c} \left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right| (z_2 - z_1). \quad (28.11)$$

С помощью (28.5) это дает:

$$z_2 - z_1 = \frac{2u}{\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|}. \quad (28.12)$$

Теперь мы должны подставить полученное выражение для $I_{ik}(x, y, \nu)$ в формулу (28.2), определяющую полную энергию $\mathcal{E}_{ik}(\nu)$, излучаемую оболочкой в частоте ν . Учитывая (28.12), находим:

$$\mathcal{E}_{ik}(\nu) = \int \int \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} \left[1 - e^{-\frac{2u}{\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|} \alpha_{ik}} \right] dx dy. \quad (28.13)$$

Здесь интегрирование производится по поверхности (28.6).

Входящие в формулу (28.13) величины ε_{ik} и α_{ik} выражаются, как известно, следующим образом через концентрации поглощающих и излучающих атомов n_i и n_k :

$$\varepsilon_{ik} = \frac{n_k A_{ki} h \nu_{ik}}{4\pi \Delta\nu_{ik}}, \quad (28.14)$$

$$\alpha_{ik} = \frac{n_i B_{ik} h \nu_{ik}}{\Delta\nu_{ik} c} \left(1 - \frac{g_i}{g_k} \frac{n_k}{n_i} \right), \quad (28.15)$$

где A_{ki} и B_{ik} — эйнштейновские коэффициенты переходов. Принимая во внимание связь между A_{ki} и B_{ik} , получаем:

$$\frac{\epsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} = \frac{2h\nu_{ik}^3}{c^2} \frac{1}{\frac{g_k}{g_i} \frac{n_i}{n_k} - 1}. \quad (28.16)$$

Заметим, что соотношение (28.16), как это и должно быть, переходит в формулу Планка, когда $\frac{n_k}{n_i}$ определяется формулой Больцмана.

Таким образом, для вычисления контура эмиссионной линии, т. е. величины $\mathcal{E}_{ik}(\nu)$, необходимо знать как распределение скоростей в оболочке, так и распределение поглощающих и излучающих атомов. В следующем разделе будет показано, каким путем может быть определена степень возбуждения атомов в разных частях оболочек. Тем самым задача о вычислении контуров эмиссионных линий будет в принципе решена до конца. Здесь же мы приведем еще некоторые общие соображения, имеющие значение для любых оболочек.

Прежде всего следует отметить, что оболочка может быть, вообще говоря, разбита на две области: непрозрачную для излучения в рассматриваемой линии и прозрачную для этого излучения. В первой

области величина $\frac{2u}{\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|} \alpha_{ik}$ превосходит единицу, во второй она

меньше единицы. Соответственно этому интеграл (28.13), определяющий величину $\mathcal{E}_{ik}(\nu)$, может быть приближенно разбит на две части: во-первых, на интеграл по той части поверхности (28.6), которая лежит в непрозрачной области:

$$\mathcal{E}'_{ik}(\nu) = \frac{2h\nu_{ik}^3}{c^2} \int \int \frac{dx dy}{\frac{g_k}{g_i} \frac{n_i}{n_k} - 1}, \quad (28.17)$$

и, во-вторых, на интеграл по той части поверхности (28.6), которая лежит в прозрачной области:

$$\mathcal{E}''_{ik}(\nu) = \frac{A_{ki} h \nu_{ik}}{4\pi \Delta \nu_{ik}} \int \int n_k \frac{2u}{\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|} dx dy. \quad (28.18)$$

Очевидно, что для одних частот внутри данной линии может оказаться преобладающей величина $\mathcal{E}'_{ik}(\nu)$, для других частот — величина $\mathcal{E}''_{ik}(\nu)$.

Большой интерес представляет следующий вопрос: можно ли на основании наблюдаемых контуров линий судить о полной прозрачности оболочки для излучения в этих линиях. Легко видеть, что это безусловно можно сделать в том случае, когда мы имеем контуры двух линий, возникающих при переходе атома из одного и

того же верхнего состояния в два различных нижних. Если оболочка полностью прозрачна для излучения в рассматриваемых линиях, то, как следует из формулы (28.18), интенсивности внутри линий, взятые в соответствующих точках (т. е. при одинаковых значениях $\frac{\nu - \nu_{ik}}{\nu_{ik}}$), будут пропорциональны друг другу. Напротив, если в оболочке происходит поглощение излучения в линиях, то, как показывает формула (28.17), эта пропорциональность соблюдаться не будет. Следовательно, из факта наличия указанной пропорциональности вытекает заключение о полной прозрачности оболочки для излучения в данных линиях.

Однако наблюдать две линии с общим верхним уровнем не всегда возможно, и в этом, оказывается, нет необходимости. Для решения поставленного вопроса достаточно иметь контуры нескольких линий одного и того же атома. Если оболочка полностью прозрачна для излучения в линиях субординатных серий данного атома, то свечение оболочки в линиях этого атома будет происходить так же, как происходит в них свечение туманностей, т. е. в результате фотоионизаций из первого состояния и последующих рекомбинаций. При этом отношение числа переходов в какой-либо линии к общему числу рекомбинаций будет одинаковым во всех местах оболочки. Другими словами, величину n_k можно представить в виде $n_k = z_k n_e n^+$, где z_k — величина, не меняющаяся в оболочке. Благодаря этому обстоятельству для оболочки, полностью прозрачной в линиях субординатных серий, интенсивности внутри линий будут опять удовлетворять указанному выше условию пропорциональности.

Рассмотрим теперь один частный случай, важный для применений. Допустим, что из звезды происходит истечение вещества с одинаковой интенсивностью во всех направлениях. Обозначим через $v(r)$ скорость движения вещества на расстоянии r от центра звезды и через ϑ — угол между направлением движения вещества и направлением на наблюдателя. Тогда проекция скорости на луч зрения будет равна $v_z = v(r) \cos \vartheta$, и легко получить:

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} = \frac{dv}{dr} \cos^2 \vartheta + \frac{v}{r} \sin^2 \vartheta. \quad (28.19)$$

Вместо формулы (28.13) в данном случае имеем:

$$\mathcal{E}_{ik}(\nu) = 2\pi \int \frac{\varepsilon_{ik}}{\alpha_{ik}} \left[1 - e^{-\frac{2u\alpha_{ik}}{\left| \frac{dv}{dr} \cos^2 \vartheta + \frac{v}{r} \sin^2 \vartheta \right|}} \right] a da, \quad (28.20)$$

где

$$a = r \sin \vartheta. \quad (28.21)$$

Интегрирование в формуле (28.20) совершается по поверхности равных лучевых скоростей:

$$v = v_{ik} + v_{ik} \frac{v(r)}{c} \cos \vartheta. \quad (28.22)$$

Если скорость вещества не меняется в оболочке, то формула (28.20) принимает вид

$$\mathcal{E}_{ik}(v) = 2\pi \sin^2 \vartheta \int \frac{\varepsilon_{ik}}{a_{ik}} \left(1 - e^{-\frac{2\pi r a_{ik}}{v \sin^2 \vartheta}}\right) r dr, \quad (28.23)$$

где

$$\cos \vartheta = \frac{c}{v} \frac{v - v_{ik}}{v_{ik}}. \quad (28.24)$$

Из формулы (28.23) получаем, что в случае полностью прозрачной оболочки

$$\mathcal{E}_{ik}(v) = 4\pi \frac{u}{v} \int \varepsilon_{ik} r^2 dr, \quad (28.25)$$

а в случае полностью непрозрачной оболочки

$$E_{ik}(v) = 2\pi \sin^2 \vartheta \int \frac{\varepsilon_{ik}}{a_{ik}} r dr \quad (28.26)$$

или, учитывая (28.24),

$$\mathcal{E}_{ik}(v) = 2\pi \left[1 - \left(\frac{c}{v} \frac{v - v_{ik}}{v_{ik}}\right)^2\right] \int \frac{\varepsilon_{ik}}{a_{ik}} r dr. \quad (28.27)$$

Таким образом, полностью прозрачная оболочка дает эмиссионную линию с прямоугольным контуром (а), а полностью непрозрачная оболочка — эмиссионную линию с параболическим контуром (б). Оба эти контура изображены на рис. 69.

Можно думать, что непрерывное выбрасывание вещества с одинаковой интенсивностью во все стороны происходит из звезд типа Вольф-Райе. Подробное изучение контуров эмиссионных линий в спектрах этих звезд показало, что в одном случае (звезда HD 193793) контуры линий имеют вид прямоугольника. Это свидетельствует о полной прозрачности оболочки для излучения в линиях и об отсутствии градиента скорости в оболочке. Обычно же контуры эмиссионных линий оказываются закругленными, что можно объяснить как ускорением или торможением выброшенных из звезды атомов, так и непрозрачностью оболочки для излучения в линиях. Сравнение между собой контуров линий ионизованного гелия $\lambda 4686, 5411, 4340 \text{ \AA}$ в спектре звезды HD 192163 показало, что ординаты контуров в соответствующих точках пропорциональны; следовательно, в этом случае надо

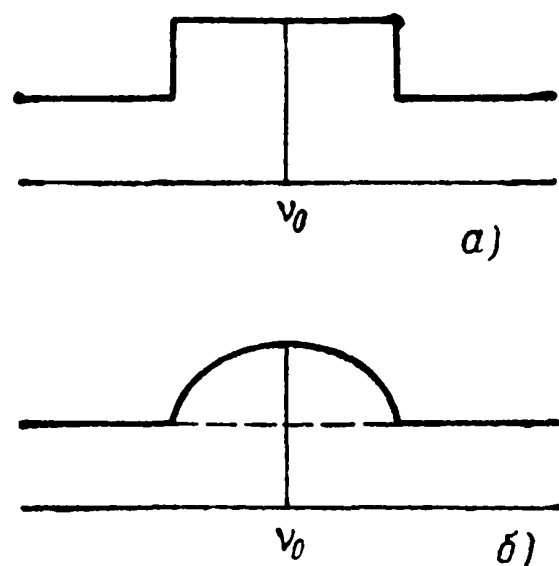


Рис. 69.

остановиться на первой из указанных возможностей. Для этой звезды по виду контура было вычислено распределение скоростей в оболочке [55].

Однако для некоторых линий оболочки звезд Вольф-Райе безусловно непрозрачны. К ним прежде всего относятся линии, нижнее состояние которых является метастабильным. В качестве примера можно привести линию $\lambda = 3889 \text{ \AA}$ нейтрального гелия. Ее нижнее состояние 2^3S обладает, как известно, чрезвычайно большой продолжительностью жизни. О большой оптической толще оболочек звезд Вольф-Райе в линии $3889 \text{ \AA}$ можно судить по тому, что в спектрах всех звезд Вольф-Райе соответствующая эмиссионная полоса ограничена с фиолетовой стороны широкой и глубокой линией поглощения.

При помощи формулы (28.13) можно определить контуры эмиссионных линий в том случае, когда выбрасывание вещества происходит из быстровращающейся звезды. Оказывается, что в этом случае контуры эмиссионных линий имеют такой же вид, как и контуры линий в спектрах звезд типа Ве (см. рис. 67, б и 67, в). Эти вычисления подтверждают тот взгляд, что звезды типа Ве представляют собой быстровращающиеся звезды, из которых происходит выбрасывание вещества. Наблюдаемые в спектрах этих звезд нерегулярные изменения в интенсивностях и форме спектральных линий объясняются при этом изменением плотностей и скоростей в оболочке, т. е. нерегулярностью выбрасывания вещества из звезды.

Вычислим полную энергию, излучаемую оболочкой в данной линии. Для этого нам надо проинтегрировать по всем частотам и по всем направлениям величину $\mathcal{E}_{ik}(\nu)$, т. е. вычислить интеграл

$$E_{ik} = \int \int \mathcal{E}_{ik}(\nu) d\nu d\omega. \quad (28.28)$$

Используя для $\mathcal{E}_{ik}$ выражение (28.13) и переходя от переменной интегрирования ν к переменной интегрирования z с помощью соотношения (28.6), получаем:

$$E_{ik} = 4\pi \Delta\nu_{ik} \int \int \int \varepsilon_{ik} \beta_{ik} dx dy dz, \quad (28.29)$$

где обозначено

$$\beta_{ik} = \int \left(1 - e^{-\frac{2u}{\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|}} \right)^{\alpha_{ik}} \frac{1}{2u\alpha_{ik}} \left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right| \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (28.30)$$

Величина β_{ik} имеет простой физический смысл. Так как $4\pi \Delta\nu_{ik} \varepsilon_{ik}$ представляет собой полную энергию, излучаемую в рассматриваемой линии единицей объема, то β_{ik} есть не что иное, как доля этой энергии, выходящая из оболочки наружу. Если оболочка в данном месте непрозрачна во всех направлениях, то

$$\beta_{ik} = \frac{1}{2u\alpha_{ik}} \left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|, \quad (28.31)$$

где $\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|$ есть усредненная по всем направлениям величина $\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|$. Если оболочка в данном месте прозрачна во всех направлениях (т. е. $\frac{2u}{\left| \frac{\partial v_z}{\partial z} \right|} \alpha_{ik} \ll 1$), то, как это и должно быть,

$$\beta_{ik} = 1. \quad (28.32)$$

К разбору формулы (28.30) мы еще вернемся в следующем разделе.

4. Интенсивности эмиссионных линий. Ранее нами уже было произведено вычисление интенсивностей эмиссионных линий для планетарных туманностей. При этом считалось, что в туманностях под действием излучения центральной звезды происходит ионизация атомов из основного состояния, за ней следуют захваты электронов ионами и затем переходы электронов с более высоких уровней на менее высокие, сопровождаемые излучением квантов, беспрепятственно уходящих из туманности (кроме квантов основной серии). Это последнее обстоятельство, т. е. полная прозрачность туманности для излучения в линиях субординатных серий, чрезвычайно облегчило определение интенсивностей эмиссионных линий. Как мы помним, оно свелось к решению системы линейных алгебраических уравнений (выражающих условия стационарности для каждого из энергетических уровней рассматриваемого атома).

Теперь мы займемся вычислением интенсивностей ярких линий, возникающих в оболочках звезд типов Вольф-Райе, Р Лебеда, Ве (а также новых). Свечение этих оболочек происходит в принципе так же, как свечение туманностей. Однако степень возбуждения атомов в этих оболочках далеко не так мала, как в туманностях. Благодаря этому ионизация может происходить в них не только из основного, но и из возбужденных состояний и оболочки могут быть непрозрачными для излучения в линиях субординатных серий. При таких условиях кванты, возникшие в средних частях оболочки (после ионизации и рекомбинации), могут покинуть оболочку, только подойдя близко к ее внешней границе, испытав по пути большое число актов рассеяния, дробления и т. д. Ясно поэтому, что задача о вычислении интенсивностей ярких линий сводится в данном случае к решению весьма сложной системы интегро-дифференциальных уравнений, состоящей как из условий стационарности для каждого уровня, так и из уравнений переноса излучения для каждой линии и каждого континуума. Впервые эта система уравнений была рассмотрена В. А. Амбарцумяном [54].

Учет движения оболочки еще более усложняет задачу. Однако если градиент скорости в оболочке достаточно велик (а в рассматриваемых звездных оболочках это так и есть), то это упрощает теорию. При наличии градиента скорости в оболочке кванты в линиях могут выходить не только из ее пограничных областей, но также — благодаря

эффекту Допплера — и из внутренних областей. Поэтому при достаточно большом градиенте скорости решение задачи об излучении внутри линии в каком-либо месте оболочки будет мало зависеть от того, что излучается в той же линии в других местах оболочки. А раз это так, то и в данном случае задача о нахождении интенсивностей ярких линий приближенно сводится к решению некоторой системы алгебраических уравнений (однако не линейных) [56], [57].

Рассмотрим поставленную задачу более подробно. Пусть $n_i B_{ic} \rho_{ic}$ — число ионизаций с i -го уровня, $n_e n^+ C_i(T_e)$ — число захватов на i -й уровень, $n_k A_{ki}$ — число спонтанных переходов с k -го уровня на i -й, происходящих в некотором месте оболочки в 1 см^3 за 1 сек.

Если бы градиент скорости в оболочке отсутствовал, то переходы с k -го уровня на i -й, происходящие в средних частях оболочки, уравнивались бы переходами с i -го уровня на k -й, так как все кванты, излучаемые в спектральных линиях, поглощались бы в самой оболочке. При наличии же градиента скорости число переходов с k -го уровня на i -й будет больше числа обратных переходов, так как некоторая доля квантов в соответствующей линии уйдет из оболочки вследствие эффекта Допплера. Эту долю мы обозначим через β_{ik} . Тогда избыток числа переходов $k \rightarrow i$ над обратными переходами будет равен $n_k A_{ki} \beta_{ik}$.

В стационарном состоянии число переходов атомов из i -го состояния во все другие должно равняться числу переходов в i -е состояние. Вследствие этого мы получаем:

$$n_i \left(\sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \beta_{ik} + B_{ic} \rho_{ic} \right) = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} \beta_{ik} + n_e n^+ C_i(T_e). \quad (28.33)$$

В этих уравнениях величины ρ_{ic} считаются известными и равными

$$\rho_{ic} = W \rho_{ic}^*, \quad (28.34)$$

где ρ_{ic}^* — плотность излучения за границей i -й серии на поверхности звезды и W — фактор разрежения излучения.

Величины β_{ik} уже были вычислены в предыдущем разделе на основе определения контуров эмиссионных линий, образованных движущимися оболочками. Однако мы предпочтем не пользоваться этим результатом, а вычислить величины β_{ik} заново — прямым методом. При этом, как и раньше, будем считать, что как коэффициент поглощения α_{ik} , так и коэффициент излучения ϵ_{ik} в линии частоты ν_{ik} отличны от нуля и постоянны в интервале $\Delta \nu_{ik} = 2 \frac{u}{c} \nu_{ik}$ и равны нулю вне этого интервала. Кроме того, допустим, что область оболочки, в которой поглощается излучение в данной линии, сравнительно невелика (вследствие большого градиента скорости), так что плотность вещества и градиент скорости в этой области могут считаться постоянными.

Рассмотрим судьбу квантов в линии частоты ν_{ik} , излучаемых некоторым элементарным объемом в направлении z внутри телесного угла $d\omega$. Очевидно, на пути от z до $z + dz$ будет поглощена следующая доля этих квантов:

$$e^{-\alpha_{ik}z} \left(1 - \frac{|\nu'_{ik} - \nu_{ik}|}{\Delta\nu_{ik}} \right) \alpha_{ik} dz. \quad (28.35)$$

Здесь множитель $e^{-\alpha_{ik}z}$ учитывает поглощение квантов на пути от 0 до z , а множитель $1 - \frac{|\nu'_{ik} - \nu_{ik}|}{\Delta\nu}$ — изменение частоты излучения вследствие эффекта Доплера. При этом

$$\nu'_{ik} - \nu_{ik} = \frac{\nu_{ik}}{c} \frac{\partial \nu_z}{\partial z} z. \quad (28.36)$$

Ясно, далее, что излучение в рассматриваемой линии будет поглощаться только на пути от 0 до z_1 , где z_1 определяется из условия

$$\Delta\nu_{ik} = \frac{\nu_{ik}}{c} \left| \frac{\partial \nu_z}{\partial z} \right| z_1. \quad (28.37)$$

С помощью (28.36) и (28.37) выражение (28.35) принимает вид:

$$e^{-\alpha_{ik}z} \left(1 - \frac{z}{z_1} \right) \alpha_{ik} dz. \quad (28.38)$$

Умножая выражение (28.38) на $\frac{d\omega}{4\pi}$ и интегрируя его сначала по z от 0 до z_1 , а затем по телесному углу, мы получаем долю квантов, поглощаемых в оболочке, из общего числа квантов, излучаемых данным объемом. При принятых обозначениях эта доля равна $1 - \beta_{ik}$. Поэтому для величины β_{ik} находим:

$$\beta_{ik} = \int (1 - e^{-\alpha_{ik}z_1}) \frac{1}{\alpha_{ik}z_1} \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (28.39)$$

Если в формулу (28.39) вместо z_1 подставить его значение, определяемое условием (28.37), то мы снова придем к полученной ранее формуле (28.30).

Таким образом, для определения степени возбуждения и ионизации атомов в оболочке мы имеем систему уравнений (28.33) вместе с соотношениями (28.30). Входящие в эти соотношения коэффициенты поглощения α_{ik} определяются приведенной в предыдущем параграфе формулой (28.15).

Если уравнения (28.33) решены для разных частей оболочки, то мы получаем возможность определить полное количество энергии, излучаемое оболочкой в любой спектральной линии. Для этого служит следующая очевидная формула:

$$E_{ik} = A_{ki} h \nu_{ik} \int n_k \beta_{ik} dV, \quad (28.40)$$

где интегрирование распространено на весь объем оболочки. Легко видеть, что формула (28.40) совпадает с формулой (28.29), полученной в предыдущем разделе.

Так как условия в разных местах оболочки неодинаковы, то и уравнения (28.33) будут для них иметь различный вид. Наиболее простыми являются условия в самых внешних частях оболочки, где они похожи на условия в туманностях. Мы можем считать, что эти части оболочки вполне прозрачны для излучения в линиях субординатных серий и соответственно этому в уравнениях (28.33) можем положить:

$$\beta_{ik} = 1, \quad i = 2, 3, 4, \dots$$

Пренебрегая также ионизацией из возбужденных состояний, вместо уравнений (28.33) получаем:

$$n_i (A_{i1}\beta_{1i} + \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik}) = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n^+ C_{if}(T_e) \quad (28.41)$$

$$(i = 2, 3, 4, \dots).$$

В линиях основной серии оболочка в сильной степени непрозрачна, т. е. $\beta_{1i} \ll 1$. Как видно из уравнений (28.41), для всех уровней, кроме второго, без большой ошибки можно считать $\beta_{1i} = 0$. Поэтому для внешних частей оболочки мы имеем:

$$n_i \sum_{k=2}^{i-1} A_{ik} = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n^+ C_{if}(T_e) \quad (28.42)$$

$$(i = 3, 4, 5, \dots).$$

Уравнения (28.42) уже были рассмотрены в главе о туманностях. Там же было дано решение этих уравнений для водородного атома и вычислен бальмеровский декремент. Напомним, что он оказался очень слабо зависящим от электронной температуры ($\frac{H\alpha}{H\beta} = 3$, $\frac{H\gamma}{H\beta} = 0,5$).

Другой предельный случай получается для тех частей оболочки, где она непрозрачна для излучения в линиях всех серий. В этом случае для величины β_{ik} мы должны взять выражение (28.31). Подставляя это выражение в уравнения (28.39) и пользуясь тем, что

$$A_{ki}\beta_{ik} = \frac{\frac{g_2}{g_1} n_1 - n_2}{\frac{g_k}{g_i} n_i - n_k} \left(\frac{v_{ik}}{v_{12}} \right)^3 A_{21}\beta_{12}, \quad (28.43)$$

получаем:

$$n_i \left[x \sum_{k=1}^{i-1} \frac{g_2}{g_1} \frac{n_1 - n_2}{g_k} \left(\frac{\nu_{ki}}{\nu_{12}} \right)^3 + \frac{B_{ic} \rho_{ic}^*}{A_{21}} \right] =$$

$$= x \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k \frac{g_2}{g_1} \frac{n_1 - n_2}{g_k} \left(\frac{\nu_{ik}}{\nu_{12}} \right)^3 + \frac{n_e n^+ C_{if}}{W A_{21}}, \quad (28.44)$$

где обозначено

$$x = \frac{\beta_{12}}{W}. \quad (28.45)$$

Мы пришли к системе алгебраических уравнений относительно неизвестных $\frac{n_i}{n_1}$ и $\frac{n_e n^+}{W n_1}$. Параметрами, входящими в эти уравнения, кроме величины x , являются температура звезды (входящая через посредство $B_{ic} \rho_{ic}^*$) и электронная температура оболочки (входящая через посредство C_{if}). Система уравнений (28.44) легко может быть решена численно. Ниже в виде примера приводится бальмеровский декремент, вычисленный на основе решения этой системы для атома водорода (для случая $T_* = 20\,000^\circ$, $T_e = 20\,000^\circ$).

Т а б л и ц а 24

x	0	0,01	0,1	1,0
H α	0,67	0,98	2,0	5,20
H β	1,00	1,00	1,00	1,00
H γ	0,97	0,79	0,44	0,21
H δ	0,87	0,58	0,22	0,06

Обратимся теперь к наблюдательным данным. Бальмеровский декремент в спектрах звезд типа Вольф-Райе

определить довольно трудно, так как водородные линии сливаются в этих спектрах с линиями ионизованного гелия. Некоторые трудности возникают и при нахождении бальмеровского декремента в спектрах звезд типа Ве вследствие того, что в этом случае яркие линии накладываются на линии поглощения. Все же можно утверждать, что бальмеровский декремент в спектрах звезд типа Ве сильно отличается от бальмеровского декремента в спектрах планетарных туманностей. Например, отношение интенсивностей линий $\frac{H\alpha}{H\beta}$ в спектрах звезд Ве бывает как

больше 3, так и меньше 3 (в среднем для группы звезд $\frac{H\alpha}{H\beta} = 2,25$).

Кроме того, бальмеровский декремент меняется не только при переходе от одной звезды к другой, но и в спектре одной и той же звезды с течением времени.

Объяснение такого поведения бальмеровского декремента в спектрах звезд Ве состоит в том, что оболочки этих звезд наряду с частями, прозрачными для излучения в линиях субординатных серий, т.е. похо-

жими по условиям свечения на туманности, обладают частями, не прозрачными для излучения в линиях тех или иных субординатных серий. Доходящее же до наблюдателя излучение в линиях является суммой излучений от различных частей оболочки (в меняющихся с течением времени пропорциях).

Аналогичный характер имеет и бальмеровский декремент в спектрах новых звезд в эпохи, не очень далекие от момента максимума блеска. Например, в спектре Новой Геркулеса 1934 г. в течение первых трех месяцев после вспышки отношение интенсивностей линий $\frac{H\gamma}{H\beta}$ было в среднем равно 1,9.

Интересно отметить, что в спектрах некоторых новых через несколько месяцев после вспышки наблюдалось очень большое отношение интенсивностей линий $\frac{H\alpha}{H\beta}$. Так, в спектре Новой Ящерицы 1936 г. это отношение равнялось 5—6, а в спектре RS Змееносца 1933 г. оно доходило до 10—12. Повидимому, это явление объясняется тем, что в периоды, когда производились наблюдения, значительные части оболочек этих звезд были не прозрачными для излучения в линиях лаймановской и бальмеровской серий и прозрачными для излучения в линиях других серий. Оказывается, что именно в этом случае решение уравнений (28.33) приводит к таким большим значениям $\frac{H\alpha}{H\beta}$.

Из детального сравнения изложенной выше теории с наблюдениями можно получить ряд важных характеристик звездных оболочек. В качестве примера мы сравним между собой теоретические и наблюдаемые значения интенсивностей линий водорода и ионизованного гелия в спектрах звезд типа Вольф-Райе. При этом для простоты (а также учитывая неточность наблюдательных данных) будем считать, что оболочки звезд Вольф-Райе полностью прозрачны в линиях субординатных серий указанных атомов.

Если оболочка прозрачна для излучения в линиях субординатных серий данного атома, то полная энергия, излучаемая оболочкой в любой из этих линий, согласно формуле (28.40) (при $\beta_{ik} = 1$) будет равна:

$$E_{ik} = 4\pi A_{ki} h\nu_{ik} \int_{r_0}^{r_1} n_k r^2 dr, \quad (28.46)$$

где r_0 — радиус нижней границы оболочки и r_1 — радиус верхней границы той части оболочки, которая светится в линиях рассматриваемого атома. В данном случае для определения величины n_k служат уравнения (28.42). Из них могут быть найдены величины $z_k = \frac{n_k}{n_e n^+}$, зависящие только от T_e . Считая, что T_e не меняется в оболочке, вместо

формулы (28.46) получаем:

$$E_{ik} = 4\pi A_{ki} h\nu_{ik} z_k \int_{r_0}^{r_1} n_e n^+ r^2 dr. \quad (28.47)$$

При вычислении интеграла (28.47) допустим, что атомы, выброшенные из оболочки, движутся с постоянной скоростью. Тогда согласно соотношению (28.1) плотность в оболочке будет убывать обратно пропорционально квадрату радиуса, и мы можем написать:

$$n_e = n_e^0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad n^+ = n_0^+ \left(\frac{r_0}{r}\right)^2, \quad (28.48)$$

где n_e^0 и n_0^+ — значения величин n_e и n^+ на внутренней границе оболочки. Подставляя выражения (28.48) в формулу (28.47) и принимая для простоты $r_1 = \infty$, находим:

$$E_{ik} = 4\pi A_{ki} h\nu_{ik} z_k n_e^0 n_0^+ r_0^3. \quad (28.49)$$

Очень интересный результат получается при применении формулы (28.49) к определению относительного содержания водорода и гелия в атмосферах звезд Вольф-Райе [58]. Применяя формулу (28.49) к линии $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ ионизованного гелия (переход $4 \rightarrow 3$) и затем к линии H β водорода, мы из этих двух формул получаем:

$$\frac{E'_{31}}{E_{24}} = \frac{A'_{43}}{A_{42}} \frac{\nu'_{34}}{\nu_{24}} \frac{z'_4}{z_4} \frac{n_0'^+}{n_0^+}, \quad (28.50)$$

где величины со штрихом относятся к ионизованному гелию, а величины без штриха — к водороду (значит, $n_0'^+$ есть число дважды ионизованных атомов гелия в 1 см^3 на внутренней границе оболочки).

Для звезды HD 192163 отношение интенсивностей линий $\lambda = 4686 \text{ \AA}$

и H β равно приблизительно 20 [55]. Далее мы имеем: $\frac{A'_{43}}{A_{42}} = 16$,

$\frac{\nu'_{34}}{\nu_{24}} \approx 1$, $\frac{z'_4}{z_4} \approx \frac{1}{2}$ (при $T_e = 50\,000^\circ$). С этими данными по формуле

(28.50) находим: $\frac{n_0'^+}{n_0^+} = 2,5$. Таким образом, мы приходим к выводу,

что в атмосферах звезд Вольф-Райе число атомов гелия приблизительно в 2,5 раза превосходит число атомов водорода. Такой вывод заслуживает большого внимания потому, что в атмосферах других звезд, а также в планетарных туманностях отношение числа атомов гелия к числу атомов водорода равно примерно $\frac{1}{10}$. Следовательно, атмосферы звезд Вольф-Райе обладают химическим составом, отличным от атмосфер других звезд. Этот факт, несомненно, очень важен

для понимания природы звезд Вольф-Райе, в особенности если иметь в виду, что по современным воззрениям источником звездной энергии являются ядерные реакции, преобразующие водород в гелий.

Следует, однако, отметить, что произведенная выше оценка относительного обилия водорода и гелия в атмосферах звезд Вольф-Райе довольно груба, так как при этом не была учтена возможная непрозрачность оболочек звезд Вольф-Райе для излучения в линиях субординатных серий рассматриваемых атомов, а также некоторые другие факторы.

Пользуясь формулой (28.49), можно также оценить концентрацию свободных электронов на внутренней границе оболочки (т. е. на поверхности «фотосферы»). Учитывая, что в атмосферах звезд Вольф-Райе самым распространенным элементом является гелий и что атомы гелия находятся преимущественно в дважды ионизованном состоянии, мы можем принять: $n_e = 2n'_+$. Благодаря этому при применении формулы (28.49) к линии $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ ионизованного гелия получаем:

$$E'_{34} = 4\pi A'_{43} h\nu'_{34} z'_4 \frac{1}{2} n_e^{02} r_0^3. \quad (28.51)$$

С другой стороны, энергия, излучаемая оболочкой в линии $\lambda = 4686 \text{ \AA}$, может быть выражена через величину A_{4686} , находимую из наблюдений:

$$E'_{34} = \frac{8\pi^2 r_0^2 h\nu_{34}'^4}{c^2} \frac{1}{\frac{h\nu_{34}'}{e^{kT_*}} - 1} A_{4686}. \quad (28.52)$$

Соотношения (28.51) и (28.52) дают:

$$A'_{43} z'_4 n_e^{02} r_0 = \frac{4\pi\nu_{34}'^8}{c^2} \frac{1}{\frac{h\nu_{34}'}{e^{kT_*}} - 1} A_{4686}. \quad (28.53)$$

Для определения величины n_e^0 по формуле (28.53) надо знать из наблюдений, кроме величины A_{4686} , радиус фотосферы r_0 и температуру звезды T_* . К сожалению, эти величины для звезд Вольф-Райе известны плохо. Однако вследствие того, что n_e^0 входит в формулу (28.53) в квадрате, точные значения этих величин для оценки n_e^0 не являются необходимыми. Мы возьмем: $r_0 = 5r_\odot$, $T_* = 50\,000^\circ$. Для звезд Вольф-Райе величины A_{4686} имеют значения порядка нескольких сотых (например, для звезды HD 192163 $A_{4686} = 0,047$). С указанными исходными данными по формуле (28.53) получаем: $n_e^0 = 1,5 \cdot 10^{12}$. Это значение уже было использовано выше при определении количества вещества, выбрасываемого звездой Вольф-Райе за год.

§ 29. Проблемы физики звезд с яркими спектральными линиями

1. Температуры звезд. Для определения температур звезд с яркими линиями в спектрах может быть использован метод, предложенный Занстра для определения температур ядер планетарных туманностей. Этот метод основан на предположении, что свечение туманности в линиях какого-либо атома происходит за счет энергии звезды за границей основной серии этого атома. Для определения температуры звезды служит уравнение

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = \sum \frac{x_i^3 A_i}{e^{x_i} - 1}, \tag{29.1}$$

где $x_0 = \frac{h\nu_0}{kT_*}$, $x_i = \frac{h\nu_i}{kT_*}$, ν_0 — частота ионизации атома, ν_i — частота наблюдаемой линии, $\nu_i A_i$ — получаемое из наблюдений отношение энергии, излучаемой туманностью в линии, к энергии, излучаемой звездой в единичном интервале частот непрерывного спектра вблизи линии.

Применение данного метода к определению температур звезд типов Вольф-Райе, Р Лебеда и Ве делалось неоднократно. В последнее время Б. А. Воронцов-Вельяминов [59] определил температуры шести звезд типа Вольф-Райе, а Билс и Хэтчер — температуры 52 звезд спектральных классов от А4 до О6 с эмиссионными линиями в спектрах.

Результаты Б. А. Воронцова-Вельяминова приведены в таблице 25. В первом столбце даны номера звезд по каталогу HD, в последующих столбцах — температуры звезд (в тыс. градусов), найденные по линиям различных ионов (ниже символов ионов указаны их потенциалы ионизации в вольтах). О последнем столбце будет сказано дальше.

Т а б л и ц а 25

Звезда	He I 24,5	C III или N III 47,4	He II 54,2	C IV 64,2	N IV 77,0	T_{sp}
HD 192163	32	65	73	—	84	15
191765	35	62	69	—	75	15
193077	29	51	59	—	74	13
193576	29	48	60	—	62	14
192103	33	64	63	69	—	12
192641	—	59	55	70	—	7

Результаты Билса и Хэтчера представлены на рис. 70. По оси абсцисс отложены спектральные классы, по оси ординат — температуры звезд, найденные по линиям H, He I, Fe II, He II, N III, C III.

Сплошной линией на диаграмме изображена наиболее вероятная, по мнению названных авторов, зависимость температуры от спектрального класса.

Из наблюдательных данных видно, что температуры одной и той же звезды, найденные по линиям различных атомов, весьма сильно различаются между собой. При этом бросается в глаза, что температура возрастает вместе с ростом потенциала ионизации того атома, по линиям которого она определяется. Возможно, что указанное различие в какой-то мере объясняется отклонением излучения звезды от закона Планка. С другой стороны, существует ряд причин, вызы-

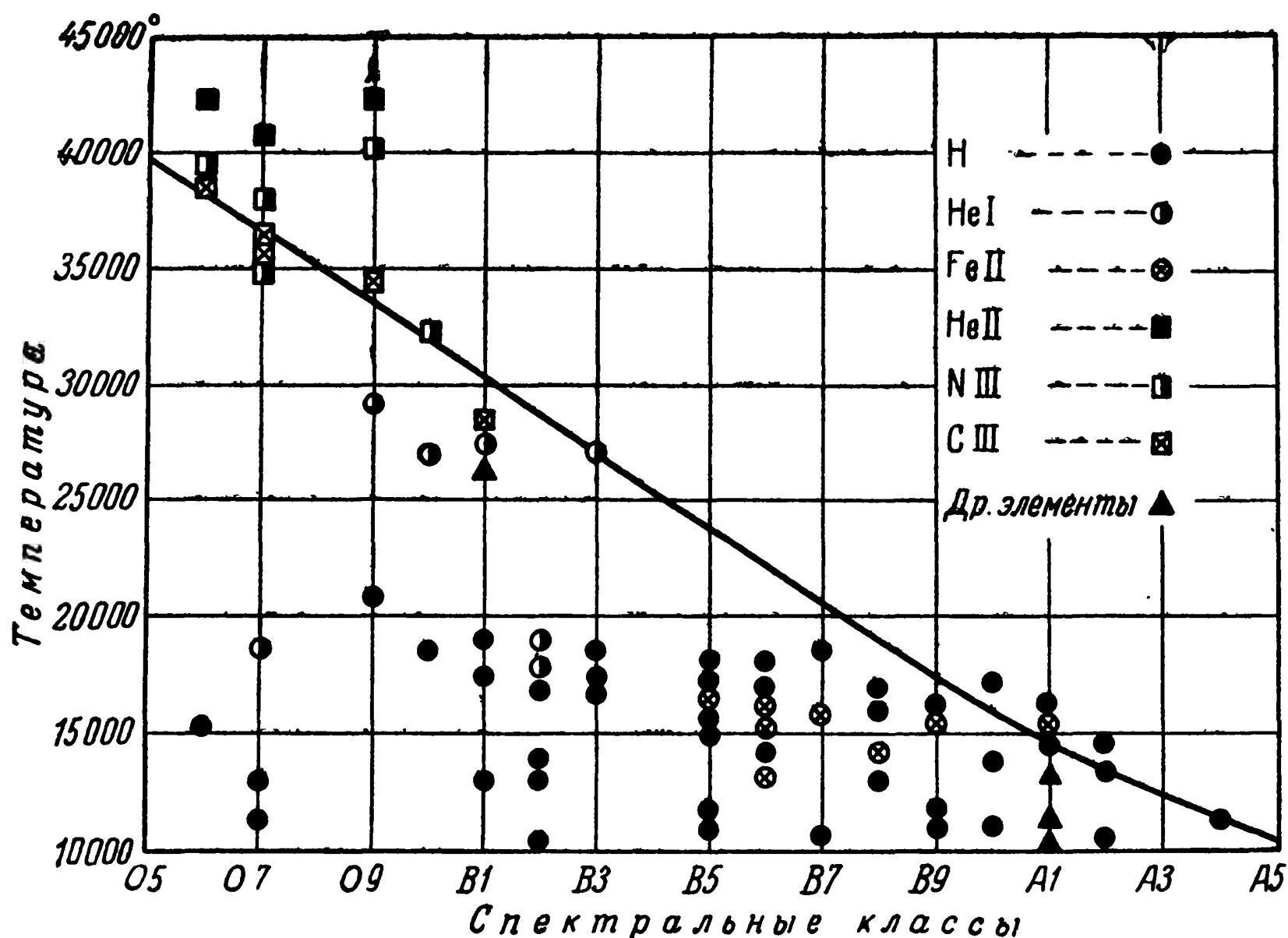


Рис. 70.

вающих большие ошибки в температурах звезд при определении их этим методом. Перечислим наиболее существенные из этих причин:

1) При выводе уравнения (29.1) предполагалось, что оболочка поглощает все излучение звезды за границей основной серии атома, т. е. ее оптическая толщина за этой границей больше единицы. В общем же случае вместо уравнения (29.1) мы будем иметь:

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} \left[1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{x_0}{x} \right)^s} \right] dx = \sum \frac{x_i^3 A_i}{e^{x_i} - 1}, \quad (29.2)$$

где через τ_0 обозначена оптическая толщина оболочки непосредственно за границей основной серии атома и принято, что коэффициент погло-

щения обратно пропорционален кубу частоты $\left(\alpha_v \sim \frac{1}{v^3}\right)$. Если $\tau_0 \ll 1$, то использование уравнения (29.1) вместо уравнения (29.2) приведет, очевидно, к заниженной температуре звезды. Этот эффект должен играть роль для атомов со сравнительно низкими потенциалами ионизации вследствие их сильной ионизации в атмосферах горячих звезд и малости благодаря этому величины τ_0 . Например, оптическая толща атмосфер звезд Вольф-Райе за границей серии Лаймана гораздо меньше единицы. Вследствие этого их температуры, найденные по линиям водорода, оказываются порядка $20\,000^\circ$, что очень мало для звезд Вольф-Райе.

2) Строго говоря, суммирование в правой части уравнения (29.1) надо вести по всем линиям второй серии атома (включая континуум). На практике же наблюдается одна или несколько линий второй или других серий. Поэтому для нахождения точного значения температуры необходимо знать отношение числа квантов, излучаемых оболочкой во второй серии, к числу квантов, излучаемых в наблюдаемой линии. Так как число квантов, излучаемых во второй серии, равно числу захватов на все уровни, начиная со второго, то это отношение для линии, возникающей при переходе с k -го уровня на i -й, будет равно:

$$q = \frac{n_e n^+ \sum_{i=2}^{\infty} C_{if}}{n_k A_{ki}}. \quad (29.3)$$

Отношение q может быть вычислено с помощью величин $z_k = \frac{n_k}{n_e n^+}$, определяемых из уравнений стационарности для энергетических уровней атома. Например, для линий H β водорода мы получаем, что q равно приблизительно 9 (с очень слабой зависимостью от электронной температуры T_e). Почти такое же значение q получается и для самой яркой из наблюдаемых линий ионизованного гелия $\lambda = 4686 \text{ \AA}$, ибо атомы H и He II подобны, а коэффициенты вероятностей переходов A_{42} и A_{43} близки друг к другу.

Если отношение q известно, то температура звезды может быть определена из уравнения

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = q \frac{x_1^3}{e^{x_1} - 1} A_1, \quad (29.4)$$

где x_1 и A_1 относятся к рассматриваемой линии. Однако в настоящее время величины q известны не для всех атомов. Поэтому обычно в уравнении (29.4) множитель q либо совсем не учитывается, либо берется произвольно. Ошибка, происходящая от этого, может быть значительной. Так, например, принимая для линии $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ ионизованного гелия $q = 2$ вместо правильного значения $q = 9$, получаем температуру $60\,000^\circ$ вместо более правильной температуры $70\,000^\circ$.

3) При выводе уравнения (29.1) считалось, что оболочка светится в линиях данного атома только за счет энергии звезды за границей основной серии этого атома. Однако в некоторых случаях излучение оболочки в линиях одного атома может возбуждаться излучением оболочки в линиях другого атома вследствие случайной близости частот отдельных линий этих атомов. Благодаря наличию градиента

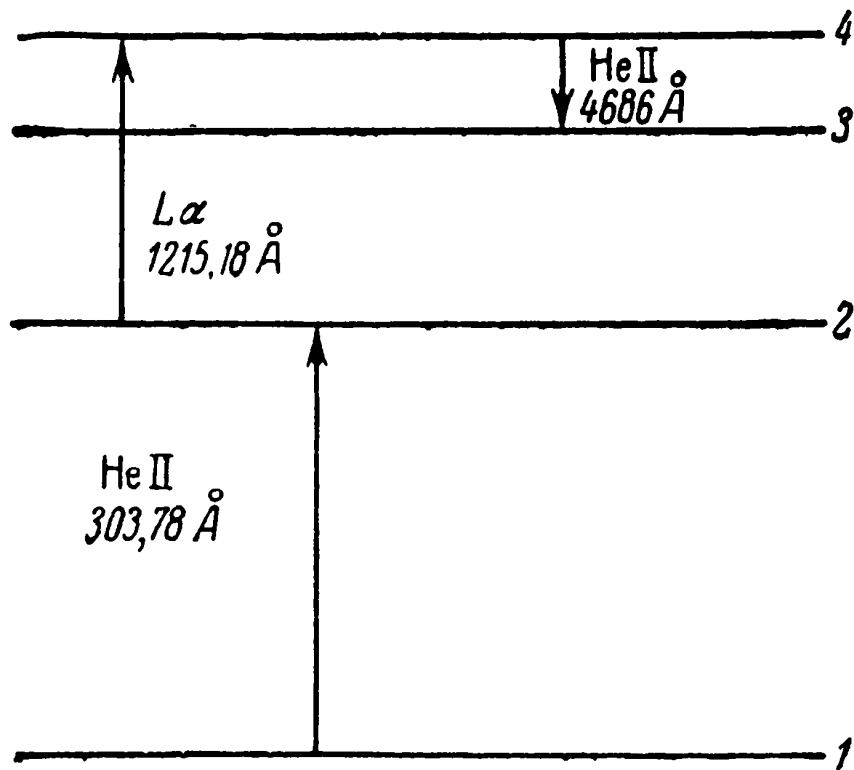


Рис. 71.

скорости в оболочке вероятность таких процессов значительно возрастает. В качестве примера укажем на возможность перевода ионов He II из второго состояния в четвертое под действием излучения атомов водорода в линии $L\alpha$ (соответствующие длины волн $\lambda = 1215,18 \text{ \AA}$ и $\lambda = 1214,68 \text{ \AA}$). В дальнейшем ион He II может спонтанно перейти из четвертого состояния в третье и дать наблюдаемую линию $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ (рис. 71). Другим

примером такого рода является возможное возбуждение излучением в резонансной линии He II $\lambda = 304 \text{ \AA}$ одного из уровней иона O III; каскадные переходы электронов с этого уровня сопровождаются излучением квантов в видимой части спектра. Интересно, что возвращение электрона в ионе O III на прежний уровень сопровождается излучением квантов в линии $\lambda = 374 \text{ \AA}$, которые в свою очередь могут возбудить один из уровней иона N III, вызывая тем самым появление ряда наблюдаемых линий этого иона (рис. 72).

Если указанные причины действуют, то температуры звезд, определенные по линиям He II и N III, должны быть, очевидно, завышенными. По мнению Билса и Хэтчера, так именно и обстоит дело для звезд Вольф-Райе (что нашло свое отражение в проведении ими кривой на рис. 70). Температуры, находимые по линиям других атомов, получаются преимущественно заниженными вследствие действия первой из перечисленных причин (неполного поглощения оболочкой энергии звезды за границей основной серии атома).

Однако даже после учета перечисленных факторов у нас нет уверенности в достаточной обоснованности применения рассматриваемого метода к определению температур звезд Вольф-Райе, Р Лебедя и Ве (а также новых в ранней стадии). Как мы знаем, оболочки этих звезд обладают сравнительно небольшими радиусами, и фактор разрежения излучения в них гораздо больше, чем в туманностях. Благодаря этому свечение рассматриваемых оболочек вызывается более сложными про-

цессами, чем свечение туманностей. Теперь, имея в виду применение этого метода к проблеме определения температур звезд, остановимся еще раз на свечении оболочек малого радиуса.

Допустим, что оболочка состоит из атомов, обладающих только тремя энергетическими уровнями. Под воздействием излучения звезды атомы совершают как циклические переходы типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, так и обратные переходы типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$. При рассмотрении туманностей было показано, что число переходов первого типа приблизительно в $\frac{1}{W}$ раз превосходит число переходов второго типа. Однако при этом не было учтено диффузное излучение самой оболочки.

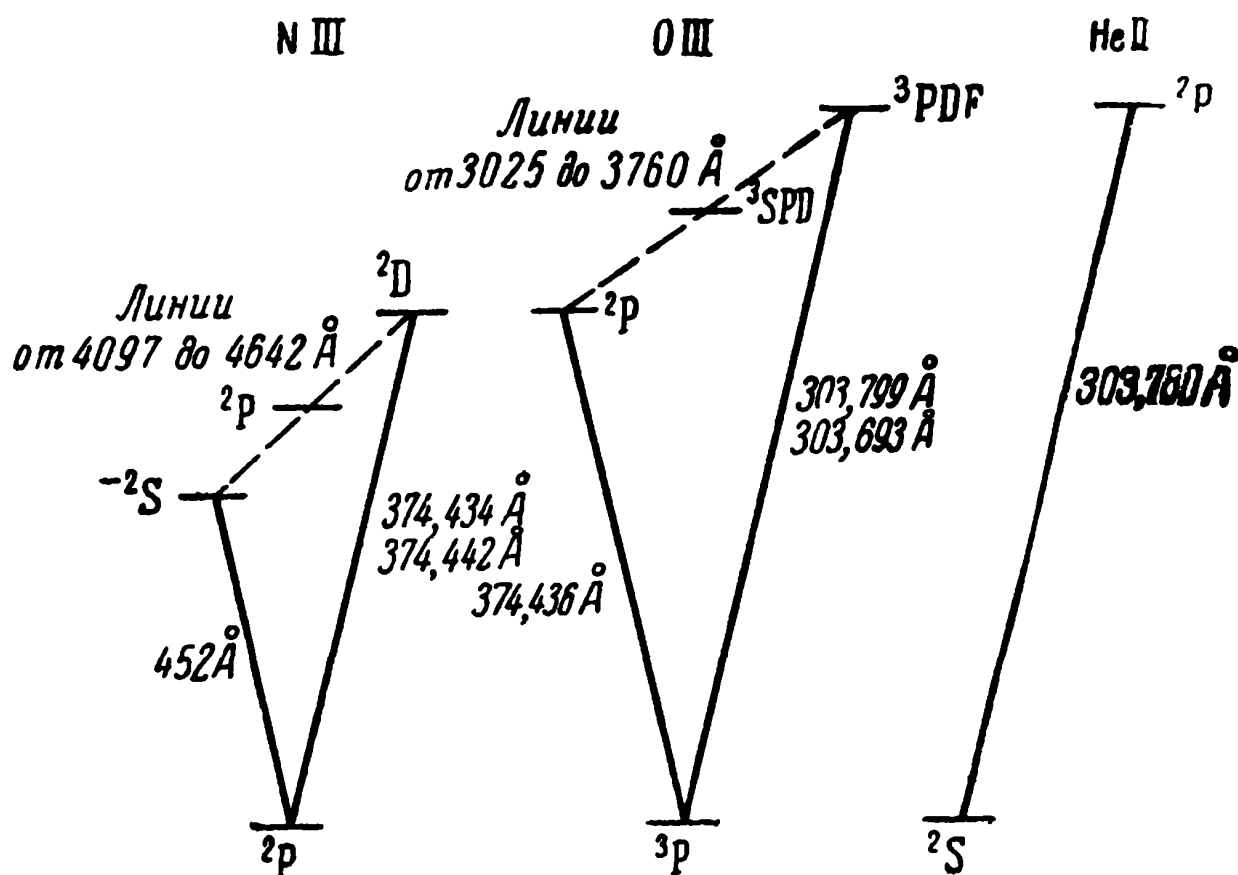


Рис. 72.

Между тем плотность диффузного излучения в частоте ν_{12} (т. е. в линии $L\alpha$, если говорить об атоме водорода) очень велика. Благодаря этому число переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ сильно возрастает. Все же в туманностях вследствие крайней малости W число этих переходов во много раз меньше числа переходов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Поскольку в оболочках небольшого радиуса фактор разрежения излучения не так мал, как в туманностях, то переходы типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ совершаются в них примерно так же часто, как и переходы типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$.

Применительно к атому водорода сказанное означает, что в оболочках малого радиуса наряду с процессами превращения L_c -квантов в кванты меньших частот идут и обратные процессы, т. е. возникновение L_c -квантов из квантов меньших частот (например, $L\alpha + Ba_c \rightarrow L_c$ и др.). Возможность таких процессов обусловлена тем, что благодаря большой степени возбуждения атомов в оболочках их оптические

толщи за границами субординатных серий оказываются сравнимыми с единицей, а оптические толщи в линиях субординатных серий — превосходящими единицу.

Ясно, что такое усложнение процесса свечения оболочек по сравнению с процессом свечения туманностей требует значительного видоизменения метода Занстра. Рассмотрим для простоты случай, когда оптическая толща оболочки за границей лаймановской серии гораздо больше единицы. В этом случае мы можем считать, что из каждого L_c -кванта, излучаемого звездой, в оболочке рано или поздно образуется бальмеровский квант, покидающий оболочку. Очевидно, ионизация атома из возбужденного состояния и последующее возникновение L_c -кванта могут лишь отсрочить образование бальмеровского кванта, ибо все L_c -кванты, возникшие в оболочке, будут снова поглощены в ней. Однако атом, оказавшийся после излучения бальмеровского кванта во втором состоянии, может быть опять переведен (непосредственно после излучения бальмеровского кванта или после ряда рассеяний L_α -кванта) в ионизованное состояние излучением звезды. Легко понять, что это приведет к излучению оболочкой еще одного бальмеровского кванта. Это процесс может повториться несколько раз, пока в конце концов при переходе атома из второго состояния в первое не появится L_α -квант, уходящий из оболочки. Таким образом, мы приходим к заключению, что бальмеровские кванты будут возникать в оболочке не только из квантов лаймановского континуума звезды, как это имеет место в туманностях, но и из тех квантов бальмеровского континуума звезды, которые поглощаются оболочкой.

С учетом изложенных соображений (относящихся, конечно, не только к атому водорода, но и к другим атомам) вместо уравнения (29.1) мы должны написать:

$$\left(1 + \frac{N_2}{N_1}\right) \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = \sum \frac{x_i^3 A_i}{e^{x_i} - 1}, \quad (29.5)$$

где $\frac{N_2}{N_1}$ есть отношение числа квантов за границей второй серии атома, излучаемых звездой и поглощаемых оболочкой, к числу квантов за границей основной серии, излучаемых звездой.

Оценка отношения $\frac{N_2}{N_1}$ довольно трудна. Впервые она была сделана Ш. Г. Горделадзе на основе теории возбуждения и ионизации атомов в оболочках малого радиуса, разработанной В. А. Амбарцумяном [61]. Ш. Г. Горделадзе [62] нашел, что при использовании уравнения (29.1) вместо уравнения (29.5) могут получиться температуры, значительно более высокие, чем истинные. При этом ошибка будет тем больше, чем выше потенциал ионизации атома. Однако теория В. А. Амбарцумяна относится только к неподвижным оболочкам или к оболочкам, движущимся без градиента скорости. При

наличии же градиента скорости в оболочке отношение $\frac{N_2}{N_1}$ сильно уменьшается, благодаря чему роль рассматриваемого эффекта становится менее существенной.

2. Непрерывный спектр. Для характеристики излучения звезд типов Вольф-Райе, Р Лебеда и Ве наряду с температурами, находясь по ярким линиям, большое значение имеют также спектрофотометрические температуры, характеризующие относительное распределение энергии в видимой части спектра звезды. Так как рассматриваемые звезды находятся от нас очень далеко, то на распределение энергии в их спектрах сильно влияет галактическое поглощение света, вызывающее, как известно, «покраснение» объектов. Учет этого эффекта является серьезной трудностью при определении спектрофотометрических температур звезд.

Спектрофотометрические температуры звезд Вольф-Райе были определены Б. А. Воронцовым-Вельяминовым [59]. Он получил, что в области 3800—4800 Å средняя температура шести звезд Вольф-Райе равна 8400° в шкале $T=12\,000^\circ$ для звезд класса А0. После исправления с учетом поглощения света в пространстве средняя температура оказалась равной 13 000°. Температуры отдельных звезд даны в последнем столбце таблицы 25.

Спектрофотометрические градиенты 39 звезд типа Вольф-Райе, О и В были определены Петри [63]. Для выяснения влияния межзвездного покраснения градиенты были сопоставлены с интенсивностями межзвездных линий поглощения. После исправления градиентов с учетом межзвездного покраснения получены следующие результаты для четырех групп звезд:

Т а б л и ц а 26

Группа	Гра- диент	T_1	T_2
WR5 — WR8	—0,05	19 000°	16 000°
O5 — O6	—0,42	90 000	39 500
O7 — O9	—0,37	58 000	32 500
B0 — B2	—0,14	24 000	18 500

В двух последних столбцах таблицы 26 приведены средние спектрофотометрические температуры звезд, при вычислении которых для звезд типа А0 были приняты температуры 18 000 и 15 000° соответственно.

Спектрофотометрическое изучение звезд типа В было предпринято Барбье и Шалонжем [64]. Они пришли к заключению, что звезды типа В с эмиссией в среднем краснее звезд типа В без эмиссии.

Из перечисленных работ вытекают два важных результата:

1) Звезды с яркими линиями в спектрах имеют более низкую спектрофотометрическую температуру, чем звезды тех же спектральных классов без ярких линий. Эта разница невелика, если сравнивать звезды классов Ве и В, но очень велика, если сравнивать звезды типа Вольф-Райе и звезды класса О.

2) Спектрофотометрические температуры звезд с яркими спектральными линиями ниже, чем их температуры, найденные по ярким линиям. Это расхождение невелико для звезд Ве, но очень велико для звезд Вольф-Райе.

Объяснение указанных результатов наблюдений основывается на наличии оболочек у звезд Вольф-Райе и Ве. Происходящая в этих оболочках переработка высокочастотного излучения звезд в кванты меньших частот приводит не только к излучению оболочкой энергии в спектральных линиях, но также и энергии в непрерывном спектре. При этом энергия, излучаемая оболочкой в видимой части непрерывного спектра, оказывается сравнимой с энергией, излучаемой самой звездой в той же части спектра. А так как излучение оболочки соответствует более низкой температуре, чем излучение звезды, то вследствие этого спектрофотометрические температуры звезд с оболочками и получаются более низкими, чем температуры звезд без оболочек. В то же самое время температуры, найденные по ярким линиям, оказываются более или менее близкими к температуре самой звезды. Этим объясняется расхождение между спектрофотометрическими и занстровскими температурами звезд с оболочками. Ясно, что указанные расхождения будут тем сильнее, чем мощнее оболочка. Поэтому они так резко выражены у звезд Вольф-Райе и менее резко выражены у звезд Ве.

Остановимся на более подробной интерпретации непрерывного спектра звезд Ве [57, гл. IV, V], [65]. Как уже говорилось выше, наличие оболочек у этих звезд не мешает нам видеть линии поглощения, возникающие в обращающем слое самой звезды. Это свидетельствует о почти полной прозрачности оболочек звезд Ве в видимой части спектра. А так как поглощение света в оболочках звезд Ве вызывается в основном атомами водорода, то мы можем считать, что оптические толщи этих оболочек за границами субординатных серий водородного атома не превосходят единицы (хотя и могут составлять значительную долю единицы).

Таким образом, в оболочках звезд Ве происходят следующие процессы. Под действием излучения звезды происходит ионизация водородных атомов как из основного, так и из возбужденных состояний. При этом оболочка почти полностью поглощает излучение звезды за границей лаймановской серии и частично за границами других серий. После ионизации следуют захваты электронов протонами и свободно-свободные переходы электронов в поле протонов. Возникающие при этих процессах кванты за границей основной серии снова почти пол-

ностью поглощаются в оболочке. Однако кванты за границами субординатных серий в большинстве беспрепятственно из нее выходят.

Пусть $n_e n^+ \epsilon'_{i\nu} d\nu$ есть количество энергии, излучаемое в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ в 1 см^3 за 1 сек. при захватах электронов протонами на i -й уровень. Пусть, далее, $n_e n^+ \epsilon''_{\nu} d\nu$ есть количество энергии, излучаемое в интервале частот ν до $\nu + d\nu$ в 1 см^3 за 1 сек. при свободно-свободных переходах электронов в поле протонов. Квантовая механика дает для величин $\epsilon'_{i\nu}$ и ϵ''_{ν} следующие выражения:

$$\epsilon'_{i\nu} = \frac{2^9 \pi^5}{(6\pi)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{m}{k T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{e^{10}}{m^2 c^3 h^2} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i - h\nu}{k T_e}}, \quad (29.6)$$

$$\epsilon''_{\nu} = \frac{2^7 \pi^3}{(6\pi)^{\frac{3}{2}}} \frac{e^6}{m^2 c^3} \left(\frac{m}{k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{h\nu}{k T_e}}, \quad (29.7)$$

где χ_i — потенциал ионизации из i -го состояния, T_e — температура электронного газа. Формула (29.6) справедлива для частот, удовлетворяющих условию $h\nu > \chi_i$. Очевидно, что полное количество энергии, излучаемое 1 см^3 за 1 сек. в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, будет равно:

$$n_e n^+ \epsilon_{\nu} d\nu = n_e n^+ \left(\epsilon''_{\nu} + \sum_{i=j}^{\infty} \epsilon'_{i\nu} \right) d\nu. \quad (29.8)$$

С помощью формул (29.6) и (29.7) для ϵ_{ν} получаем:

$$\epsilon_{\nu} = \frac{2^7 \pi^3}{(6\pi)^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{m}{k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{e^6}{c^3 m^2} \left(1 + 2 \frac{h\nu_0}{k T_e} \sum_{i=j}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{k T_e}} \right) e^{-\frac{h\nu}{k T_e}}. \quad (29.9)$$

Здесь надо считать, что $j=2$ в интервале частот от границы бальмеровской серии до границы лаймановской серии, $j=3$ в интервале частот от границы пашеновской серии до границы бальмеровской серии и т. д.

Так как оболочка предполагается прозрачной для собственного излучения за границами субординатных серий, то количество энергии, излучаемое всей оболочкой в частоте ν , будет равно:

$$E_{\nu}^{ob} = 4\pi \epsilon_{\nu} \int_{r_0}^{\infty} n_e n^+ r^2 dr, \quad (29.10)$$

где r_0 — радиус нижней границы оболочки. В формуле (29.10) для простоты принимается, что оболочка обладает сферической симметрией и электронная температура в ней не меняется,

Чтобы вычислить интеграл (29.10), надо знать степень ионизации атомов в разных частях оболочки. Допустим сначала, что оптическая толща оболочки за границей лаймановской серии меньше единицы, т. е.

$$\tau_0 = k_{\nu_0} \int_{r_0}^{\infty} n_1 dr < 1. \quad (29.11)$$

В таком случае мы можем воспользоваться ионизационной формулой, выведенной для случая туманностей:

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = W p \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{(2\pi m k T_*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{h\nu}{kT_*}}, \quad (29.12)$$

где $W = \frac{1}{4} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2$ и p — доля захватов на первый уровень. С помощью формулы (29.12) для τ_0 находим:

$$\tau_0 = \frac{k_{\nu_0}}{p} \sqrt{\frac{T_*}{T_e}} \frac{h^3}{(2\pi m k T_*)^{\frac{3}{2}}} e^{\frac{h\nu_0}{kT_*}} \frac{4}{r_0^2} \int_{r_0}^{\infty} n_e n^+ r^2 dr. \quad (29.13)$$

Теперь мы можем подставить значение интеграла $\int_{r_0}^{\infty} n_e n^+ r^2 dr$ из соотношения (29.13) в формулу (29.10). Пользуясь известными выражениями для ϵ_ν и k_{ν_0} , получаем:

$$E_{\nu}^{06} = 4\pi^2 r_0^2 \tau_0 \frac{2h\nu_0^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu_0}{kT_*}} \frac{kT_*}{h\nu_0} p \left(\frac{1}{2} + \frac{h\nu_0}{kT_e} \sum_{i=j}^{\infty} \frac{e^{\frac{\gamma_i}{kT_e}}}{i^3} \right) e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}. \quad (29.14)$$

Формула (29.14) имеет простой физический смысл. Легко видеть, что величина

$$4\pi^2 r_0^2 \tau_0 \frac{2h\nu_0^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu_0}{kT_*}} \frac{kT_*}{h}$$

представляет собой ту часть энергии звезды за границей лаймановской серии, которая поглощается оболочкой, а величина

$$p \frac{d\nu}{\nu_0} \left(\frac{1}{2} + \frac{h\nu_0}{kT_e} \sum_{i=j}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{-\frac{\gamma_i}{kT_e}} \right) e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$$

есть отношение энергии, излучаемой оболочкой в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, к общей энергии, излучаемой оболочкой (с той же точностью, с какой выведена ионизационная формула). Но общая энергия, излучаемая оболочкой, должна быть равна части энергии звезды

в лаймановском континууме, поглощаемой оболочкой. Поэтому, перемножая две последние величины, мы и получаем величину $E_{\nu}^{06} d\nu$.

Если закон изменения плотности в оболочке известен, то величины τ_0 и E_{ν}^{06} можно выразить через плотность на внутренней границе оболочки. Допустим, например, что плотность в оболочке убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды. Тогда, учитывая, что при $\tau_0 < 1$ оболочка полностью ионизована (т. е. во всей оболочке выполняется неравенство $\frac{n^+}{n_1} \gg 1$), имеем:

$$n^+ = n_e = n_e^0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2. \quad (29.15)$$

Подставляя n_e и n^+ из соотношения (29.15) в формулы (29.13) и (29.10), получаем:

$$\tau_0 = \frac{k_{\nu_0}}{\rho} \sqrt{\frac{T_*}{T_e}} \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{\frac{3}{2}}} e^{\frac{h\nu_0}{kT_*}} 4n_e^{02} r_0 \quad (29.16)$$

и

$$E_{\nu}^{06} = 4\pi e_{\nu} n_e^{02} r_0^3. \quad (29.17)$$

Более труден для рассмотрения случай, когда $\tau_0 > 1$. В этом случае степень ионизации атомов в оболочке определяется из теории переноса излучения через оболочку. Однако эта теория более сложна, чем теория переноса L_e -излучения через туманности, так как в оболочках малого радиуса при $\tau_0 > 1$ большую роль играет ионизация из возбужденных состояний. Здесь мы не будем останавливаться на этой теории. Подчеркнем лишь тот факт, что в данном случае энергия, излучаемая оболочкой, может значительно превзойти энергию, определяемую формулой (29.14) при $\tau_0 = 1$.

Согласно сказанному ранее спектр звезды Ве может рассматриваться как результат наложения спектра оболочки на спектр звезды В; таким образом, энергию, излучаемую звездой Ве в частоте ν , можно вычислить по формуле

$$E_{\nu} = E_{\nu}^* + E_{\nu}^{06}, \quad (29.18)$$

где E_{ν}^* — энергия, излучаемая в частоте ν звездой В. Будем считать, что звезда В излучает как абсолютно черное тело с температурой T_* , т. е.

$$E_{\nu}^* = 4\pi^2 r_0^2 \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_*}} - 1}. \quad (29.19)$$

Сравнивая между собой формулы (29.14) и (29.19), мы получаем, что при температуре звезды порядка 20 000—30 000° и при значениях τ_0 ,

не намного меньших единицы, отношение $\frac{E_{\nu}^{06}}{E_{\nu}^*}$ в видимой части спектра будет порядка нескольких десятых (меньше в фиолетовой части спектра, больше — в красной). Как уже сказано, при $\tau_0 > 1$ это отношение может стать еще значительней. Следовательно, распределение энергии в спектре звезды типа Ве может существенно отличаться от распределения энергии в спектре звезды типа В.

На основании приведенных формул мы можем утверждать, что с увеличением мощности выбрасывания вещества из звезды в ее излучении должны наблюдаться следующие перемены.

Прежде всего должен возрасти видимый блеск звезды. Это видно из формул (29.17) и (29.18). Применяв эти формулы к излучению с длиной волны $\lambda = 5550 \text{ \AA}$, к которому наиболее чувствителен наш глаз, можно приближенно вычислить величину возрастания блеска звезды с увеличением n_e^0 .

Далее, должна понизиться спектрофотометрическая температура звезды. Как известно, спектрофотометрическая температура T_c определяется из условия

$$\frac{d}{d\nu} \lg E_{\nu} = \frac{3}{\nu} - \frac{h}{kT_0} \frac{1}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_0}}}, \quad (29.20)$$

где величина $\frac{d}{d\nu} \lg E_{\nu}$ находится из наблюдений. Если мы будем считать, что в видимой части спектра излучение оболочки значительно сильнее излучения звезды, то, подставляя вместо E_{ν} величину E_{ν}^{06} и учитывая, что

$$E_{\nu}^{06} \sim e^{-\frac{h\nu}{kT_e}},$$

для определения T_c получаем:

$$\frac{h\nu}{k} \left(\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T_e} \right) = 3 \quad (29.21)$$

(мы пренебрегли членом $e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}$ по сравнению с 1). Из формулы (29.21) видно, что спектрофотометрическая температура оболочки гораздо ниже ее электронной температуры. Например, при $T_e = 20\,000^\circ$ в области линии H β имеем $T_c = 6700^\circ$. Это значит, что с возрастанием роли свечения оболочки спектрофотометрическая температура звезды будет уменьшаться, начиная от значения $T_c = T_*$ до значения T_c , определяемого формулой (29.21).

Наконец, с усилением истечения вещества из звезды должен уменьшаться скачок интенсивности у границы бальмеровской серии. Выше мы считали, что распределение энергии в спектре звезды дается фор-

мулой Планка. В действительности это не так. Как мы знаем из теории фотосфер, распределение энергии в спектре звезд типа В очень сильно отклоняется от планковского, причем характерной чертой этого распределения является скачок интенсивности у границы бальмеровской серии. Именно благодаря тому, что коэффициент поглощения водородного атома за границей серии Бальмера (т. е. при $\nu > \nu_2$) больше, чем до ее границы (т. е. при $\nu < \nu_2$), интенсивность излучения в спектре звезды за границей бальмеровской серии оказывается меньше, чем до этой границы. Обычно из наблюдений находится величина

$$D = \lg \frac{E_{\nu < \nu_2}}{E_{\nu > \nu_2}}, \quad (29.22)$$

которая согласно сказанному для «нормальных» звезд типа В положительна. Однако излучение оболочек обладает противоположной особенностью: для них величина $D_{об}$, определяемая формулой

$$D_{об} = \lg \frac{1 + 2 \frac{h\nu_0}{kT_e} \sum_{i=3}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}}{1 + 2 \frac{h\nu_0}{kT_e} \sum_{i=2}^{\infty} \frac{1}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}}}, \quad (29.23)$$

отрицательна. Поэтому наложение излучения оболочки на излучение звезды и приводит к уменьшению скачка интенсивности у границы серии Бальмера. С усилением излучения оболочки величина D для звезды Ве может даже превратиться из положительной в отрицательную.

Следует еще отметить, что с увеличением энергии, излучаемой оболочкой в непрерывном спектре, должна также возрастать энергия, излучаемая оболочкой в спектральных линиях. Если бы в оболочках звезд Ве существовали такие же условия, как в туманностях, то при заданной электронной температуре отношение интенсивности любой линии к интенсивности в любом месте континуума (за исключением линий и континуума основной серии) всегда оставалось бы постоянным. Однако оболочки малого радиуса в отличие от туманностей непрозрачны для излучения в линиях субординатных серий и в них могут происходить ионизации из возбужденных состояний. Это ведет к перераспределению энергии между линиями и континуумом, причем, как легко понять, излучение в континууме усиливается по сравнению с излучением в линиях. Соответствующие расчеты легко могут быть выполнены на основе теории, изложенной в разделе 4, § 28, и формул настоящего раздела.

Перечисленные теоретические заключения о свойствах спектров звезд Ве находятся в хорошем согласии с наблюдениями. Наиболее наглядно это видно из работы В. Г. Горбацкого об одной из самых

замечательных Ве-звезд — γ Кассиопеи [66]. Эта яркая звезда (второй величины) обнаруживает нерегулярные изменения блеска и спектра. Особенно бурные изменения происходили в период с 1936 по 1941 г. Изучение обширных наблюдательных данных об этой звезде привело

к выводу, что в указанный период мощность истечения вещества из звезды трижды возрастала, а затем убывала (грубо говоря, звезда сбросила с себя последовательно три оболочки). При этом всякий раз с усилением истечения вещества из звезды возрастал ее блеск, понижалась спектрофотометрическая температура, уменьшался скачок интенсивности у границы бальмеровской серии (D) и увеличивалась интенсивность бальмеровских линий ($H\delta$ рис. 73). Детальное сравнение теории с наблюдениями позволило В. Г. Горбачкову определить ряд характеристик γ Кассиопеи. По его подсчетам радиус фотосферы равен трем радиусам Солнца, температура звезды равна $34\,000^\circ$, число свободных электронов в 1 см^3 на поверхности звезды $10^{12} - 10^{13}$ и средняя электронная температура оболочки $15\,000 - 20\,000^\circ$.

Перейдем теперь к звездам типа Вольф-Райе. Свечение оболочек этих звезд происходит в

принципе так же, как свечение оболочек звезд типа Ве. Однако звезды Вольф-Райе гораздо горячее звезд Ве. По этой причине в образовании непрерывного спектра звезд Вольф-Райе принимают участие не только атомы водорода, но и атомы с более высокими потенциалами ионизации.

Другой существенной особенностью процесса свечения оболочек звезд Вольф-Райе является большая роль рассеяния излучения свободными электронами. Чтобы показать это, вычислим оптическую толщину «атмосферы» звезды Вольф-Райе, обусловленную электронным рассеянием (напомним, что оболочка звезды Вольф-Райе искусственно может быть разбита на «фотосферу» и «атмосферу»). Обозначая указанную величину через τ_e , имеем:

$$\tau_e = \sigma_0 \int_{r_0}^{\infty} n_e dr, \quad (29.24)$$

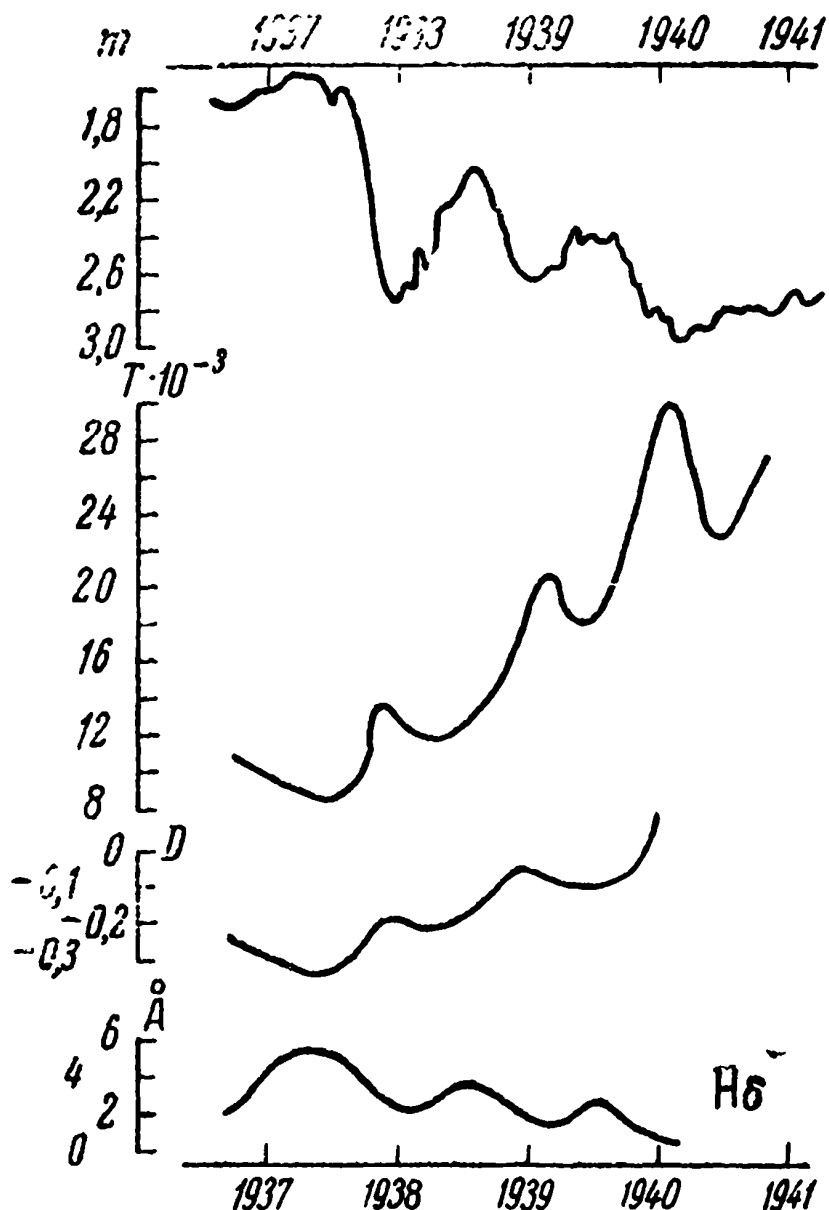


Рис. 73.

где σ_0 — коэффициент рассеяния, рассчитанный на один электрон, и r_0 — радиус фотосферы. Допустим, как и раньше, что плотность вещества в оболочке звезды Вольф-Райе убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от центра звезды. Тогда вместо (29.24) находим:

$$\tau_e = \sigma_0 n_e^0 r_0. \quad (29.25)$$

Для оценки τ_e возьмем $r = 5r_\odot$, $n_e^0 = 1,5 \cdot 10^{12}$. Как известно, $\sigma_0 = 0,67 \cdot 10^{-24}$. Формула (29.25) дает: $\tau_e = \frac{1}{3}$. Мы видим, что оптическая толща «атмосферы» звезды Вольф-Райе, обусловленная электронным рассеянием, очень велика. Повидимому, нижняя граница «атмосфер» этих звезд и определяется из того условия, что для них τ_e порядка единицы.

Для сравнения мы можем вычислить оптическую толщу «атмосферы» за границей лаймановской серии. Воспользуемся для этого формулой (29.16). Принимая $r = 5r_\odot$, $n_e^0 = 1,5 \cdot 10^{12}$, $T_* = 50\,000^\circ$ и учитывая, что $k_{\nu_0} = 0,5 \cdot 10^{-17}$, получаем: $\tau_0 = 0,03$. Следовательно, $\tau_e \gg \tau_0$ т. е. в атмосферах звезд Вольф-Райе рассеяние излучения свободными электронами играет большую роль, чем поглощение атомами водорода. Однако по мере углубления в фотосферу роль электронного рассеяния будет постепенно убывать по сравнению с ролью поглощения атомами. Это обусловлено тем, что объемный коэффициент рассеяния свободными электронами пропорционален n_e , а объемный коэффициент поглощения атомами пропорционален $n_e n^+$. При углублении же в фотосферу плотность вещества возрастает.

Вследствие большой роли электронного рассеяния в оболочках звезд Вольф-Райе излучение этих звезд обладает рядом интересных свойств. Наиболее важное из них — поляризация излучения звезды. Разумеется, это свойство присуще не только звездам Вольф-Райе, но и другим звездам с достаточно высокой температурой и достаточно малой плотностью внешних слоев. Для выяснения степени поляризации излучения звезд была решена задача о переносе излучения через чисто электронную фотосферу, состоящую из плоскопараллельных слоев [67], [68]. Оказалось, что степень поляризации излучения звезды, обладающей такой фотосферой, возрастает от нуля в центре диска до 12,5% на его краю, причем излучение поляризовано по радиусу. Очевидно, что излучение, идущее от всего диска сферически симметричной звезды, будет неполяризованным. Поэтому для обнаружения указанного эффекта необходимо наблюдать затменные переменные, один из компонентов которых является горячей звездой, а другой — холодной. В таком случае при покрытии горячей звезды ее холодным спутником излучение системы будет в некоторой степени, хотя и очень слабо, поляризованным. Этот эффект, пред-

сказанный теорией, затем был действительно обнаружен при наблюдении ряда затменных переменных.

Особенно интересно то, что при упомянутых наблюдениях было обнаружено также совершенно новое явление — поляризация света звезд вне затмения и даже поляризация света отдельных звезд [69], [70]. Наибольшую степень поляризации (порядка 6%) показывают некоторые звезды Вольф-Райе. Объяснение этого явления в настоящее время еще не найдено. Возможно, что оно вызывается рассеянием света свободными электронами в оболочках, не обладающих сферической симметрией. Предполагается также, что свет звезд становится поляризованным при прохождении его через межзвездную среду.

3. Звезды поздних классов с яркими линиями. Кроме звезд типов Вольф-Райе, Р Лебедя и Ве, относящихся к ранним спектральным классам, эмиссионные линии встречаются также в спектрах звезд поздних классов. К ним относятся прежде всего долгопериодические переменные, большинство которых показывает в своих спектрах яркие линии водорода, ионизованного железа (около максимума блеска) и нейтрального железа (около минимума блеска). Другим примером таких звезд являются звезды типа Z Андромеды. Их спектры состоят из комбинации непрерывного и абсорбционного спектров позднего типа и ярколинейчатого спектра, принадлежа-

щего атомам с очень высоким потенциалом ионизации (например, He II).

Очень интересен бальмеровский декремент в спектрах долгопериодических переменных. Соответствующие данные приведены в таблице 27. Мы видим, что бальмеровский декремент в спектрах звезд типа Me весьма аномален. Однако это не

Т а б л и ц а 27

Тип	Me	Se	Ne
H α	2	15	10
H β	2	12	10
H γ	20	5	5
H δ	30	3	2

вызывается действием неизвестного нам механизма возбуждения атомов. Как показал Г. А. Шайн [71], причиной, вызывающей аномалии в бальмеровском декременте, является поглощательное действие окиси титана. В спектрах звезд типов Se и Ne полосы окиси титана отсутствуют и бальмеровский декремент вполне нормален. Интересно также то, что в спектрах долгопериодических переменных яркие водородные линии разделены на ряд компонентов. Как недавно выяснилось, такая необычная структура ярких линий опять объясняется экранированием водородного излучения в атмосферах звезд, причем на этот раз оно вызывается атомами неионизованных металлов. Из указанных фактов можно сделать вывод, что эмиссионные линии возникают в основном в более глубоких слоях атмосферы, чем линии поглощения.

Весьма ценные сведения можно также получить из рассмотрения лучевых скоростей долгопериодических переменных. Как известно, вместе с колебаниями блеска этих звезд происходит изменение смещений спектральных линий. Интересно, что смещения эмиссионных и абсорбционных линий неодинаковы. Это снова говорит о возникновении эмиссии и абсорбции в различных слоях атмосферы звезды. Статистическое рассмотрение лучевых скоростей долгопериодических переменных приводит к следующим результатам:

1) разность лучевых скоростей, найденных по ярким и по темным линиям, всегда отрицательна ($v_e - v_a < 0$);

2) K — член, определенный по ярким линиям, около -15 км/сек;

3) K_a — член, определенный по темным линиям, около нуля.

Из этих данных вытекает, что слой, в котором возникают яркие линии, движется по направлению к наблюдателю. Другими словами, из долгопериодических переменных происходит истечение вещества. Впервые такой вывод был сделан Г. А. Шайном [72]. Некоторые сомнения возникают при этом вследствие того, что $K_a \approx 0$. Однако в силу ряда причин это значение K_a , повидимому, преувеличено. Если это так, то гипотеза о выбрасывании вещества из долгопериодических переменных кажется довольно правдоподобной. При этом процесс выбрасывания вещества должен иметь не стационарный, а переменный характер. Само же выброшенное вещество должно испытывать значительное торможение.

Перечисленные результаты очень важны для понимания природы звезд поздних классов с яркими линиями. В частности, они имеют большое значение для решения следующего основного вопроса, возникающего в связи с рассматриваемыми звездами: какова причина происхождения ярких линий в спектрах столь холодных звезд? Ведь ультрафиолетовая энергия звезды с температурой порядка $2000-3000^\circ$ явно недостаточна для того, чтобы яркие линии могли возникнуть за счет этой энергии.

Чтобы подойти к решению поставленной задачи, мы ее «перевернем», т. е. поставим так: имеется горячая звезда, окруженная протяженной и разреженной оболочкой; в этой оболочке возникают яркие линии в результате переработки ультрафиолетовой энергии звезды. Спрашивается, не может ли оболочка при выполнении определенных условий давать наряду с яркими линиями также спектр позднего типа как непрерывный, так и линейчатый.

Ранее нами было показано, что с увеличением оптической толщи оболочки спектрофотометрическая температура объекта понижается. Этим объясняются расхождения между занстровскими и спектрофотометрическими температурами звезд типов Ве и Вольф-Райе. В сущности говоря, с такими же расхождениями, только выраженными в еще более резкой форме, мы имеем дело и в случае звезд поздних классов с яркими линиями. Можно поэтому думать, что звезды поздних классов с яркими линиями отличаются от звезд ранних классов

с яркими линиями еще большей оптической толщиной оболочки. Иными словами, на звезды поздних классов с яркими линиями надо, повидимому, смотреть как на горячие звезды, окруженные очень протяженными оболочками с большой оптической толщиной в непрерывном спектре. Процессы, происходящие в таких оболочках, можно коротко описать так. Внутренние части оболочки полностью поглощают излучение звезды и перерабатывают его в кванты низких частот. При этом возникает непрерывный спектр позднего типа, а также появляются яркие линии различных атомов. До внешних частей оболочки излучение звезды уже почти не доходит, и они находятся под воздействием низкотемпературного излучения самой оболочки. В этих частях существуют неионизованные атомы металлов и молекулярные соединения. Здесь образуется абсорбционный спектр позднего типа [57, гл. V].

Можно считать, что изложенная гипотеза в общих чертах подтверждается наблюдательными данными. Например, в полном согласии с этой гипотезой находится тот факт, что яркие линии, наблюдаемые в спектрах долгопериодических переменных, возникают в более глубоких слоях оболочки, чем линии и полосы поглощения. Как мы помним, это доказывается тем, что яркие линии экранируются молекулярными полосами и линиями неионизованных металлов. Далее надо отметить, что в эпоху около максимума блеска, т. е. когда это экранирование минимальное, эмиссионный спектр долгопериодических переменных очень похож на эмиссионный спектр звезд типа Ве и новых в момент появления ярких линий. Этот факт может рассматриваться как непосредственное указание на общность механизмов возбуждения эмиссионных линий во всех перечисленных случаях.

В пользу высказанной гипотезы говорят и изменения спектров звезд типа Z Андромеды. Эти изменения бывают настолько радикальными, что звезда позднего класса превращается в звезду раннего класса. Так было с самой звездой Z Андромеды в 1939 г. Указанные превращения можно объяснить сильным изменением мощности выбрасывания вещества из звезды и изменением благодаря этому оптической толщи оболочки. Иногда спектры рассматриваемых звезд являются комбинацией двух непрерывных спектров — раннего и позднего. В таких случаях согласно предложенной интерпретации спектры звезды и оболочки сравнимы между собой по яркости. При этом, грубо говоря, красный конец «комбинационного спектра» принадлежит оболочке, а фиолетовый — звезде.

Согласно изложенной гипотезе звезды поздних классов с эмиссионными линиями могут превращаться в звезды поздних классов без эмиссионных линий путем дальнейшего увеличения оптической толщи оболочки. Так, повидимому, образуются «обычные» холодные сверхгиганты. В связи с этим надо указать на то, что массы и светимости сверхгигантов типа М и звезд типов О и В одинаковы.

Уже одно это заставляет думать, что нет существенной разницы во внутреннем строении рассматриваемых звезд.

Полноты ради отметим, что были предложены и другие гипотезы для объяснения происхождения спектров поздних классов с эмиссионными линиями. Наибольшего внимания из них заслуживает гипотеза Бермана, рассматривающая звезды типа Z Андромеды как двойные звезды, состоящие из «голубого» и «красного» компонентов. Однако до сих пор ни в одном случае не было получено убедительного доказательства действительной двойственности этих звезд.

4. Звездные ассоциации. Все рассмотренные выше звезды с яркими спектральными линиями обладают очень высокими светимостями. Однако наряду с ними наблюдения также обнаружены звезд-карлики с яркими линиями в спектрах. Наиболее замечательные из них — переменные звезды типа Т Тельца. Эти звезды принадлежат к спектральным классам G—M и имеют яркие линии H, Ca II, Fe II и др. С фиолетовой стороны ярких линий видны линии поглощения. Это заставляет считать, что из звезд типа Т Тельца, так же как и из других звезд с подобными контурами линий, происходит истечение вещества.

Очень своеобразно пространственное распределение звезд типа Т Тельца. Рассмотрение этого распределения послужило В. А. Амбарцумяну исходным пунктом для открытия и изучения им нового типа звездных систем — звездных ассоциаций [73], [74].

В. А. Амбарцумян обратил внимание на то, что почти все известные (до 1947 г.) звезды типа Т Тельца находятся в двух очень небольших участках неба. В одном из этих участков, в Тельце и Возничем, сосредоточено восемь звезд типа Т Тельца и около 40 других звезд-карликов с эмиссионными линиями в спектрах. Как впоследствии показал П. Н. Холопов, большинство последних также оказались переменными типа Т Тельца. Расстояние до этой группы звезд порядка 100 парсеков, линейный поперечник группы порядка 25 парсеков. Другая группа переменных типа Т Тельца в количестве семи объектов расположена в созвездиях Орла и Змееносца и, повидимому, более далека от нас, чем первая.

Далее В. А. Амбарцумяном был отмечен тот факт, что горячие звезды (типов O и B) также имеют тенденцию к сгущиванию. Им и его сотрудниками было открыто более 20 групп таких звезд. Особенно интересно то, что большинство звезд типов Вольф-Райе и Р Лебеда, а также многие из Be-звезд вошли в эти группы. Характерным примером группы горячих звезд является система, окружающая двойное скопление γ и δ Персея. Эта система включает в себя несколько десятков сверхгигантов типа B, в том числе пять звезд типа Р Лебеда. Скопление является ядром системы. Диаметр системы порядка 170 парсеков, расстояние до нее около 2000 парсеков.

Указанные группы звезд были названы В. А. Амбарцумяном *звездными ассоциациями* (соответственно Т- и О-ассоциациями). Следует подчеркнуть, что имеется большое различие между ассоциациями и скоплениями. В то время как плотность скоплений значительно превосходит среднюю плотность окружающего звездного поля, плотность ассоциаций мала по сравнению с его плотностью. Однако ассоциации резко выделяются по своей парциальной плотности, т. е. плотности, обусловленной звездами определенного класса (звездами-карликами с яркими спектральными линиями в одном случае, сверхгигантами типов О и В — в другом). Именно поэтому ассоциации и были обнаружены в результате наблюдений.

Чрезвычайно большое значение имеют те выводы, которые были сделаны В. А. Амбарцумяном из самого факта существования звездных ассоциаций.

Совершенно невероятно, чтобы ассоциации были образованы при случайных встречах звезд. Следовательно, необходимо считать, что звезды, входящие в ассоциацию, связаны друг с другом с момента их зарождения. Однако, как показывают вычисления, связь эта очень непрочная, и ассоциации должны быстро распасться под действием притяжения других звезд. Тем не менее до сих пор они не распались. Это говорит, очевидно, о том, что ассоциации, а значит, и входящие в них звезды возникли сравнительно недавно. По произведенным оценкам их возраст не превосходит 10^7 лет. Между тем средний возраст звезд составляет, как известно, 10^9 — 10^{10} лет. Поэтому звездные ассоциации должны быть признаны очень молодыми образованиями.

Этот вывод об исключительной молодости звездных ассоциаций, полученный из динамических соображений, подтверждается также данными астрофизики. Как уже говорилось, в ассоциациях имеются звезды типов Вольф-Райе, Р Лебеда, Ве и другие звезды, выбрасывающие вещество. Количество вещества, выбрасываемого каждой из таких звезд за год, составляет 10^{-6} — 10^{-5} массы Солнца. Ясно, что этот процесс не может продолжаться более 10^6 — 10^7 лет. Следовательно, звезды, выбрасывающие вещество, должны осуществлять очень быстрый переход от одного устойчивого состояния с большей массой к другому устойчивому состоянию с меньшей массой. Однако звезды с массами, превосходящими массы звезд типов Вольф-Райе, Р Лебеда и Ве, нам не известны. Поэтому мы снова должны заключить, что рассматриваемые звезды, а значит, и ассоциации, в которые они входят, возникли непосредственно из дозвездной фазы вещества и притом совсем недавно.

Итак, образование звезд в нашей Галактике, начавшееся несколько миллиардов лет назад, продолжается и ныне. Этот вывод особенно важен потому, что он опровергает идеалистические утверждения ряда зарубежных астрономов о единовременном возникновении всех звезд.

Трудно сомневаться в том, что и в более ранние эпохи жизни Галактики образование звезд шло через ассоциации. Таким образом, процесс развития Галактики надо себе представлять как постепенное выделение групп звезд (т. е. ассоциаций) из дозвездного вещества. Как уже сказано, ассоциации динамически неустойчивы и быстро распадаются. В результате этого звезды, составляющие ассоциации, перемешиваются с другими звездами, образовавшимися ранее. Одновременно идет процесс развития звезд. В начале своего существования звезды так же неустойчивы, как и ассоциации, о чем свидетельствует выбрасывание из них вещества. Однако с течением времени, путем выброса вещества, они приобретают устойчивость и переходят в разряд «обычных» звезд. Существенно при этом то, что рождающиеся звезды оказываются как гигантами, так и карликами (вследствие того, что они возникают как через О-ассоциации, так и через Т-ассоциации). Другими словами, звезды «вступают» в диаграмму спектр — светимость не только в начале главной последовательности, но и в других ее частях, т. е. «по всему фронту главной последовательности».

Из других результатов, полученных при изучении звездных ассоциаций, наиболее важен тот, что в ассоциациях встречается много двойных и кратных звезд. Так, например, большинство звезд типа Вольф-Райе являются, повидимому, компонентами тесных пар. Многие из звезд типа Т Тельца имеют визуальных спутников. Эти факты проливают новый свет на проблему происхождения двойных звезд. Раньше, как известно, считалось, что двойные звезды возникают либо при делении одиночных звезд, либо при захвате одних звезд другими. Однако теперь мы видим, что уже в ассоциациях, т. е. среди самых молодых звезд, имеется много двойных и кратных систем. Следовательно, неправильно думать, будто звезды приобретают спутников в течение своей долгой жизни. В действительности они рождаются либо одиночными, либо кратными. Возможно, что нет принципиальной разницы между кратными звездами и солнечной системой. В таком случае указанный вывод имеет значение и для космогонии солнечной системы.

Интересно также то, что существует большое различие между кратными системами в ассоциациях и вне ассоциаций. Обычно кратные системы вне ассоциаций имеют расстояния между компонентами разных порядков. Например, тройные системы устроены так, что две звезды (*A* и *B*) находятся близко друг от друга, а третья звезда (*C*) расположена далеко от них. Перемещение звезд в этой системе можно приближенно рассматривать как кеплеровское движение звезды *B* вокруг звезды *A* и кеплеровское движение звезды *C* вокруг пары *AB*. Аналогичным образом устроены четверные системы. Они обычно состоят из двух пар близких между собой звезд при значительном расстоянии между парами. Оказывается, что только такие системы являются устойчивыми. Если бы образовалась кратная

система с расстояниями между компонентами одного порядка, то она быстро распалась бы или превратилась бы в систему с расстояниями между компонентами разных порядков (т. е. в систему указанного выше типа). Но в ассоциациях как раз встречаются кратные системы с расстоянием между компонентами одного порядка. Их В. А. Амбарцумян и Б. Е. Маркарян называют системами типа Трапеции (по аналогии с известной Трапецией Ориона, входящей, кстати сказать, в ассоциацию Ориона). Ясно, что наличие кратных систем типа Трапеции в звездных ассоциациях является еще одним свидетельством в пользу молодости ассоциаций [75].

Несомненно, что дальнейшее исследование звездных ассоциаций приведет к новым результатам, имеющим большое значение для космогонии. Повидимому, уже в ближайшие годы можно ожидать выяснения вопроса о природе вещества, из которого образуются звезды.

ГЛАВА VII

ВНУТРЕННЕЕ СТРОЕНИЕ ЗВЕЗД

§ 30. Основные сведения

1. Постановка проблемы. Проблема внутреннего строения звезд является одной из наиболее трудных проблем теоретической астрофизики. В ней еще очень много неясных сторон. Многие детали совершенно не исследованы. Поэтому мы ограничимся изложением только некоторых основных сведений, необходимых для представления о путях разрешения этой проблемы. Мы совершенно не будем останавливаться на вариантах частных моделей внутреннего строения отдельных типов звезд, разработанных при различных, более или менее произвольных предположениях. Нам кажется, что ценность огромного числа разработанных таким образом схематических моделей весьма условна.

Будем рассматривать статические (непеременные) звезды в состоянии равновесия и будем считать звезду сферически симметричной, т. е. будем пренебрегать вращением, вызывающим отклонения от сферической симметрии. Тогда все величины, характеризующие физическое состояние звезды (температура T , плотность ρ , давление p , ускорение силы тяжести g , поток излучения H и др.), будут функциями только расстояния от центра звезды r . В этом предположении уравнение гидростатического равновесия будет:

$$\frac{dp}{dr} = -g\rho, \quad (30.1)$$

где ускорение силы тяжести

$$g = \frac{GM(r)}{r^2}; \quad (30.2)$$

здесь G — гравитационная постоянная, $M(r)$ — масса внутри сферы радиуса r , полное давление $p = p_G + p_R$, где p_G — газовое давление, а p_R — давление излучения. Далее из уравнения переноса путем умножения на $\cos \vartheta$ и интегрирования следует, что

$$\frac{dp_R}{dr} = -\frac{kpH}{c}, \quad (30.3)$$

если ввести коэффициент поглощения k , рассчитанный на единицу массы (c — скорость света).

Пусть $\epsilon(r)$ — количество энергии, выделяемой на единицу массы в единицу времени источниками энергии, находящимися на расстоянии r от центра звезды. Тогда полная энергия, освобожденная источниками внутри сферы радиуса r , будет:

$$L(r) = \int_0^r 4\pi r^2 \epsilon \rho dr. \quad (30.4)$$

Если основным способом передачи энергии внутри звезды является лучеиспускание (что справедливо при высоких температурах, которые существуют внутри звезд), то

$$L(r) = 4\pi r^2 H. \quad (30.5)$$

Таким образом, уравнение (30.3) записывается в виде

$$\frac{dp_R}{dr} = - \frac{k\rho L(r)}{4\pi cr^2}, \quad (30.6)$$

а уравнение (30.1) в силу (30.2) принимает вид

$$\frac{d(p_G + p_R)}{dr} = - \frac{GM(r)}{r^2} \rho. \quad (30.7)$$

К этим двум основным уравнениям (30.6) и (30.7) следует присоединить уравнение (30.4), которое мы запишем в виде

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon, \quad (30.8)$$

и следующее очевидное условие:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (30.9)$$

Рассмотрим теперь газовую звезду; уравнение состояния вещества внутри газовой звезды подчиняется закону Бойля-Мариотта

$$p_G = \frac{R}{\mu} \rho T, \quad (30.10)$$

где R — газовая постоянная, μ — молекулярный вес. Давление излучения выражается формулой

$$p_R = \frac{1}{3} a T^4, \quad (30.11)$$

справедливой для внутренних слоев звезды, находящихся в состоянии локального термодинамического равновесия. Таким образом, для газо-

вой звезды система основных уравнений, описывающих ее равновесное состояние, принимает вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dr} \left(\frac{R}{\mu} \rho T + \frac{1}{3} a T^4 \right) &= - \frac{GM(r)}{r^2} \rho, \\ \frac{d}{dr} \frac{1}{3} a T^4 &= - \frac{kL(r)}{4\pi c r^2} \rho, \\ \frac{dM(r)}{dr} &= 4\pi r^2 \rho, \\ \frac{dL(r)}{dr} &= 4\pi r^2 \rho \epsilon. \end{aligned} \right\} \quad (30.12)$$

Решения этой системы четырех уравнений для четырех переменных ρ , T , $M(r)$ и $L(r)$ должны удовлетворять следующим граничным условиям:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } r=0 \quad \rho &= \rho_c, \quad T = T_c, \quad M(r) = 0, \quad L(r) = 0; \\ \text{при } r=r_1 \quad \rho &= 0, \quad T = 0, \quad M(r) = M, \quad L(r) = L, \end{aligned} \right\} \quad (30.13)$$

где r_1 — радиус, M — масса, L — светимость звезды, а значок c характеризует значение параметра в центре звезды.

Введем безразмерные переменные, выражая ρ , T , k и ϵ в единицах центрального значения, а $L(r)$ и $M(r)$ — в единицах светимости и массы всей звезды:

$$\begin{aligned} T &= T_c \tau, & M(r) &= M \psi, & L(r) &= L \eta, \\ \rho &= \rho_c \sigma, & \epsilon &= \epsilon_c \epsilon', & k &= k_c \kappa, \end{aligned} \quad (30.14)$$

и положим

$$r = r_1 \alpha \xi, \quad (30.15)$$

где α — пока что произвольный параметр. Тогда нетрудно показать, что уравнения (30.12) сведутся к системе

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{d\xi} \left(\sigma \tau + \frac{1 - \beta_c}{\beta_c} \tau^4 \right) &= - \frac{\sigma \psi}{\xi^2}, \\ \frac{d\tau^4}{d\xi} &= - \lambda_1 \frac{\kappa \sigma \eta}{\xi^2}, \\ \frac{d\psi}{d\xi} &= \lambda_2 \sigma \xi^2, \\ \frac{d\eta}{d\xi} &= \lambda_3 \sigma \epsilon' \xi^2, \end{aligned} \right\} \quad (30.16)$$

где безразмерные параметры

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{GM}{\frac{R}{\mu} r_1 T_c}, & \lambda_1 &= \frac{k_c L}{4\pi c GM} \frac{\beta_c}{1 - \beta_c}, \\ \lambda_2 &= \frac{4\pi G^3 M^2}{\left(\frac{R}{\mu}\right)^4} \frac{\beta_c}{1 - \beta_c} \frac{1}{3} a, & \lambda_3 &= \frac{M}{L} \mu \epsilon_c, \end{aligned} \right\} \quad (30.17)$$

а $\frac{1-\beta_c}{\beta_c} = \left(\frac{p_R}{p_G}\right)_c$. Уравнения (30.16) должны быть решены при граничных условиях (30.13) или

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } \xi = 0 \quad \sigma = 1, \quad \tau = 1, \quad \psi = 0, \quad \eta = 0; \\ \text{при } \xi = \frac{1}{\alpha} \quad \sigma = 0, \quad \tau = 0, \quad \psi = 1, \quad \eta = 1. \end{array} \right\} \quad (30.18)$$

Решение системы (30.16) содержит четыре параметра: $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \frac{1-\beta_c}{\beta_c}$ и четыре произвольные постоянные, которые определяются, например, условиями в центре (30.18), позволяющими выразить эти четыре постоянные через $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \frac{1-\beta_c}{\beta_c}$. Таким образом, решение, удовлетворяющее условию в центре (30.18), имеет вид

$$\sigma, \tau, \psi, \eta = f_i\left(\xi, \frac{1-\beta_c}{\beta_c}, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3\right) \quad (i = 1, 2, 3, 4). \quad (30.19)$$

Но это решение должно удовлетворять также условиям (30.18) при $\xi = \frac{1}{\alpha}$, что ведет к четырем условиям вида

$$\varphi_i\left(\frac{1}{\alpha}, \frac{1-\beta_c}{\beta_c}, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3\right) = 0 \quad (i = 1, 2, 3, 4). \quad (30.20)$$

Решая эти четыре уравнения относительно четырех безразмерных параметров $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ и $\frac{1}{\alpha}$ (собственных значений), находим их выражения через отношение $\frac{1-\beta_c}{\beta_c}$. Но в силу равенств (30.17) эти выражения имеют вид

$$F_i(L, M, r_1, T_c, \rho_c, k_c, \varepsilon_c, \mu) = 0 \quad (i = 1, 2, 3, 4), \quad (30.21)$$

так как $\frac{1-\beta_c}{\beta_c} = \frac{1}{3} a \frac{T_c^3}{\frac{R}{\mu} \rho_c}$. Исключая из двух равенств (30.21) ρ_c и T_c , находим:

$$\rho_c, T_c = \Psi_i(L, M, r_1, k_c, \varepsilon_c, \mu) \quad (i = 1, 2), \quad (30.22)$$

т. е. условия, определяющие температуру и плотность в центре звезды. Подставив эти выражения (30.22) в остальные два условия (30.21), получим два соотношения вида:

$$F_i(L, M, r_1, k_c, \varepsilon_c, \mu) = 0 \quad (i = 1, 2). \quad (30.23)$$

Из рассмотрения уравнений (30.23) и (30.22) и вытекают основные выводы теории внутреннего строения звезд.

2. Основные эмпирические соотношения. Наблюдатель характеризует звезду тремя физическими параметрами: массой M , светимостью L и радиусом r_1 , каждый из которых может быть определен

экспериментально с известной степенью точности. Наблюдения показывают, что для звезд главной последовательности, гигантов и сверхгигантов (см. диаграмму светимость — спектр, рис. 46) существует почти строгая функциональная зависимость между массой и светимостью в виде $L \sim M^n$. Согласно исследованиям П. П. Паренаго и А. Г. Масевич [76] вид этой зависимости различен для упомянутых групп звезд: для гигантов и сверхгигантов $n \approx \frac{10}{3}$, для звезд спектральных классов O — G4 (1-я часть главной последовательности) $n = 3,9$; для звезд классов G7 — M (2-я часть главной последовательности) $n \approx 2,3$. Для белых карликов, субкарликов и субгигантов уверенно выраженной зависимости между массой и светимостью не обнаруживается.

Наблюдения также показывают корреляционную зависимость между радиусом и светимостью (или массой) или между светимостью и эффективной температурой, так как светимость

$$L = \pi a c r_1^2 T_e^4.$$

Зависимость радиус — масса имеет вид $R \sim M^m$, где величина $m = 3/4$ для звезд спектральных классов O — G4; для звезд спектральных классов G7 — M величина $m = 1/2$, для красных гигантов $m = 3,4$, а для сверхгигантов $m = 3,2$. Субкарлики, субгиганты и белые карлики не показывают корреляционной зависимости подобного типа. Для этих звезд существует только одно, свое для каждой группы, соотношение вида $L = f(M, r_1)$. Как показывает более подробное рассмотрение, различие вида зависимостей $L = f(M)$ и $r_1 = f(M)$ для отдельных групп наиболее распространенных звезд, а также наличие только одной зависимости для субкарликов, субгигантов и белых карликов связаны, повидимому, с различием пространственного расположения, кинематических характеристик и возраста этих групп звезд. С другой стороны, это показывает, что строение звезд, принадлежащих к этим группам, также, вероятно, различно.

Теория строения звезд должна вывести в согласии с данными наблюдений две зависимости вида $L = f(M)$ и $r_1 = f(M)$ для каждой группы звезд, обладающей такими зависимостями, и объяснить, как вообще может возникать только одно соотношение вида $L = f(M, r_1)$ для звезд.

Из двух соотношений (30.23) видно, что две зависимости вида $L = f(M)$ и $r_1 = f(M)$ можно получить (скажем, поочередным исключением r_1 и L из обоих равенств) только тогда, когда нам известны природа источников звездной энергии, а потому и ϵ , коэффициент поглощения внутри звезды k и химический состав звезды, определяющий величину μ .

Поскольку ϵ , k и μ непосредственно не могут быть определены из наблюдений, существует некоторая неопределенность в решении проблемы. Поэтому для построения правильной теории строения звезд

исключительно важное значение приобретают исследования возможных физических механизмов выделения и поглощения энергии внутри звезд и исследования химического состава звезд. Данные о химическом составе звездных атмосфер приведены в § 5. Аналогичными данными для внутренних слоев звезд мы пока не располагаем, однако интенсивное перемешивание вещества, которое происходит в звездах, позволяет предполагать наличие однородности химического состава звезды вплоть до глубоких ее недр. Тем не менее это не исключает возможности небольших различий в химическом составе отдельных звезд, на что указывает также анализ спектров звездных атмосфер.

Если бы величины ϵ_c , k_c и μ были нам известны, то радиус и светимость однозначно определялись бы заданием массы и молекулярного веса (это и выражает так называемая теорема Фогта-Рэссела). Так как наблюдения показывают нам вполне определенные зависимости $L = f(M)$, $r_1 = f(M)$, то без всякой физической теории процессов образования и поглощения энергии внутри звезд мы можем на основании (30.23) заключить, что для реальных звезд величины k_c и ϵ_c сами должны каким-то образом зависеть по меньшей мере от одного из параметров r_1 , L , M и μ .

Гипотеза о том, что плотность источников энергии может зависеть только от молекулярного веса (что могло бы быть при естественной радиоактивности) прямо противоречит фактам и должна быть отброшена.

Выделение энергии зависит непосредственно от массы и радиуса в случае, когда оно происходит за счет гравитационного сжатия. Рассмотрим это подробнее. Если $\epsilon_v T = U$ есть внутренняя энергия газа, то согласно кинетической теории газов кинетическая энергия газа

$$E_{\text{кин}} = \frac{3}{2} (\gamma - 1) U,$$

где $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$. Пусть W — потенциальная энергия газового шара (т. е. работа, которую надо произвести против сил тяготения, чтобы газовый шар радиуса r_1 рассеять по всему бесконечному пространству), а $E = U + W$ — полная энергия газа. Далее, для всякой системы частиц, находящейся в стационарном состоянии, имеет место *теорема о вириале*

$$2E_{\text{кин}} + W = 0 \quad (30.24)$$

или

$$3(\gamma - 1)U + W = 0,$$

и полная энергия

$$E = - (3\gamma - 4)U = \frac{3\gamma - 4}{3(\gamma - 1)} W. \quad (30.25)$$

Пусть при сжатии потенциальная энергия изменяется на $\Delta W (< 0)$, тогда часть этой величины, $\frac{3\gamma - 4}{3(\gamma - 1)}$, система теряет в виде излучения, а часть $\Delta U = -\frac{\Delta W}{3(\gamma - 1)}$ идет на нагревание массы. Если испускание энергии звездой вызвано сжатием, то $L = -\frac{\Delta E}{\Delta t}$. Если звезда сжималась от бесконечных размеров и к моменту t достигла радиуса r_1 , то ее потенциальная энергия

$$W = q \frac{GM^2}{r_1}, \quad (30.26)$$

где q — множитель, зависящий от строения звезды и близкий к единице. Далее,

$$\bar{L}t = \frac{3\gamma - 4}{3(\gamma - 1)} q \frac{GM^2}{r_1}, \quad (30.27)$$

где $\bar{L}$ — средняя светимость за время t . Отсюда можно оценить время t , в течение которого звезда непрерывно излучает энергию $\bar{L}$ (так называемая *контракционная шкала эволюции*). Для нашего Солнца оно оказывается порядка 10^7 лет, а для Капеллы (α Возничего) $\sim 10^5$ лет, что по крайней мере в 10^3 раз короче вероятной продолжительности существования этой звезды. Ясно, что сжатие газовых звезд не может являться сколько-нибудь длительным источником их энергии.

Поэтому наиболее правдоподобным является предположение, что величины ϵ и k определяются такими процессами, которые зависят от физических условий внутри звезды т. е. от плотности и температуры (и возможно химического состава).

В этом случае условия (30.22) и (30.23) дают нам два соотношения, содержащих только L , M , r и μ .

Поочередное исключение из этих соотношений r_1 и M дает нам два соотношения вида $L = f(M, \mu)$, $r_1 = f(M, \mu)$. Для звезд главной последовательности, гигантов и сверхгигантов, у которых наблюдаются хорошо выраженные зависимости от одного параметра $L = f(M)$ и $r_1 = f(M)$, эти соотношения показывают, что молекулярный вес вещества звезд или одинаков, или является функцией только массы. Более внимательное рассмотрение вопроса [76] показывает, что допущение постоянства молекулярного веса для всех рассматриваемых звезд плохо соответствует требованиям физической теории поглощения и образования энергии внутри звезд (кроме гигантов и сверхгигантов). Для звезд главной последовательности соответствие достигается при допущении возрастания молекулярного веса в сторону поздних спектральных классов.

Для звезд субкарликов и субгигантов два соотношения $L = f(M, \mu)$, $r_1 = f(M, \mu)$, к которым приводит нас теория равновесия звезд, могут дать нам единственное соотношение вида $L = f(M, r_1)$, которое

фактически и наблюдается для этих звезд. Однако необходимо еще более детальное исследование этих звезд для суждения о влиянии химического состава на наблюдаемое у них соотношение между массой, светимостью и радиусом.

Материал о белых карликах еще недостаточен для сколько-нибудь уверенного суждения о наблюдаемых соотношениях между массой, радиусом и светимостью для этих звезд.

Чтобы судить о физической сущности процессов поглощения и выделения энергии в звездах, нужно знать условия (т. е. плотности и температуры), при которых эти процессы происходят. Строгое определение распределения температуры и плотности в звезде от поверхности вглубь требует решения уравнений равновесия, например системы (30.12), что в свою очередь требует знания источников энергии и коэффициента поглощения внутри звезд, т. е. получается своего рода замкнутый круг. Решить задачу удастся методом последовательных приближений.

§ 31. Физические условия внутри звезд

1. Температура и плотность звездных недр. Без всяких специальных теорий строения звезд можно оценить средние плотности и температуры внутри звезд, что дает нам представление о физических условиях внутри звезд в первом приближении.

Средние плотности, как они определяются из наблюдений по массе и радиусу звезды, меняются в весьма широких пределах от 10^{-6} г/см³ (для гигантов поздних классов) до $\sim 10-100$ г/см³ для карликов главной последовательности. У белых карликов средняя плотность достигает 10^6 г/см³; это указывает, что вещество белых карликов находится в особом — вырожденном — состоянии. Средние температуры могут быть оценены из общей теоремы о вириале (30.24), согласно которой температура пропорциональна $\mu \frac{M}{r_1}$. Это дает нам для газовых звезд (вещество которых подчиняется закону Бойля-Мариотта) средние температуры в пределах от нескольких миллионов до нескольких десятков миллионов градусов. Эти данные определяют область физических условий, внутри которой необходимо изучать возможные физические процессы выделения энергии, характер излучения и поглощения, фазовое состояние вещества и т. д.

Сведения о температурах и плотностях можно несколько уточнить, если рассмотреть строение газовых звезд в равновесии при самых простых предположениях о распределении источников звездной энергии.

Действительно, мы видели, что для решения уравнений равновесия (30.15) нужно знать зависимость функций κ и η от расстояния до центра звезды. Что касается функции κ , то зависимость коэффициента поглощения от плотности и температуры может быть

изучена достаточно удовлетворительно. Поэтому можно в первом приближении рассмотреть два крайних случая: в первом мы будем считать, что источники энергии распределены равномерно ($\epsilon = \text{const}$) или почти равномерно и так, что

$$k \frac{L(r)}{M(r)} = \text{const}, \quad (31.1)$$

а во втором случае мы будем считать, что все источники сосредоточены в центре звезды ($\epsilon = 0$ всюду, кроме центра звезды).

Условие (31.1) и характеризует модель звезды Эддингтона; ее частным случаем является модель звезды с постоянным коэффициентом поглощения k и постоянной мощностью источников энергии ϵ .

Рассмотрим сначала модель Эддингтона. Условие (31.1), как легко видеть, согласно (30.14) можно записать так:

$$\frac{L}{M} k_c \frac{x\eta}{\psi} = \text{const},$$

или, так как в центре ($r \rightarrow 0$) величина $x \rightarrow 1$, а $\frac{\eta}{\psi} \rightarrow \epsilon_c \frac{M}{L}$, то $k_c \epsilon_c = \text{const}$, а следовательно, условие (31.1) иначе можно записать так:

$$\frac{x\eta}{\psi} = \text{const} = \frac{\epsilon_c}{\epsilon_m}, \quad (31.2)$$

где $\epsilon_m = \frac{L}{M}$ — средняя мощность источников энергии внутри звезды. Деля первое уравнение (30.16) на второе, получим в силу (31.2):

$$d \left(\sigma\tau + \frac{1-\beta_c}{\beta_c} \tau^4 \right) = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_c} \frac{1}{\lambda_1} d\tau^4,$$

откуда, интегрируя, в силу условий (30.18) ($\sigma = 0$, $\tau = 0$ на границе) получим:

$$\sigma\tau + \frac{1-\beta_c}{\beta_c} \tau^4 = \frac{\epsilon_m}{\lambda_1 \epsilon_c} \tau^4. \quad (31.3)$$

Но согласно (30.18) в центре одновременно должны выполняться условия $\sigma = 1$, $\tau = 1$, следовательно, должно быть:

$$\lambda_1 = \beta_c \frac{\epsilon_m}{\epsilon_c}. \quad (31.4)$$

Подставляя выражение λ_1 из формулы (30.17), получим:

$$1 - \beta_c = \frac{k_c \epsilon_c}{4\pi c G}. \quad (31.5)$$

Следовательно, уравнение (31.3) можно записать:

$$\sigma = \tau^3,$$

и первое уравнение (30.16) принимает вид

$$\frac{4}{\beta_c} \frac{d\tau}{d\xi} = -\frac{\psi}{\xi^2}. \quad (31.6)$$

Подставляя отсюда ψ в 3-е уравнение (30.16), получим:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\tau}{d\xi} \right) = -\frac{\lambda_2 \beta_c}{4} \tau^3. \quad (31.7)$$

Введем новую переменную:

$$\eta = \sqrt{\frac{\lambda_2 \beta_c}{4}} \xi. \quad (31.8)$$

Тогда уравнение (31.7) примет вид

$$\frac{1}{\eta^2} \frac{d}{d\eta} \left(\eta^2 \frac{d\tau}{d\eta} \right) = -\tau^3. \quad (31.9)$$

Это уравнение называется уравнением Эмдена индекса 3 — оно является частным случаем уравнений Эмдена

$$\frac{1}{\eta^2} \frac{d}{d\eta} \left(\eta^2 \frac{d\tau}{d\eta} \right) = -\tau^n,$$

которые определяют распределение температур в политропных газовых шарах, т. е. газовых шарах, у которых давление газа и плотность в каждой точке шара связаны уравнением

$$p \sim \rho^{1 + \frac{1}{n}}.$$

Нам нужно такое решение этого уравнения, которое удовлетворяет условиям (30.18): $\tau = 1$ в центре ($\eta = 0$) и $\tau = 0$ при некотором $\eta = \eta_1$. Такое решение существует при любом n в пределах $0 \leq n \leq 5$ и характеризуется строго определенными для данного n значениями η_1 и $\left(\frac{d\tau}{d\eta} \right)_{\eta_1}$. Для $n = 3$

$$\eta_1 = 6,897, \quad \omega_0 \equiv \eta_1^2 \left(\frac{d\tau}{d\eta} \right)_{\eta_1} = -2,018. \quad (31.10)$$

Эти два условия определяют еще два собственных значения: α и λ_2 . Действительно, на границе должно быть $\psi = 1$, но из (31.6) и (31.8) имеем:

$$\psi = -\frac{4}{\beta_c} \xi^2 \frac{d\tau}{d\xi} = -\left(\frac{4}{\beta_c} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\sqrt{\lambda_2}} \eta^2 \frac{d\tau}{d\eta},$$

следовательно, условие $\psi = 1$ при $\eta = \eta_1$ дает нам:

$$\lambda_2 = \left(\frac{4}{\beta_c} \right)^3 \omega_0^2, \quad (31.11)$$

или согласно определению λ_2 (30.17) это равенство принимает вид

$$1 - \beta_c = \frac{1}{4^3 \omega_0^3} \frac{4\pi G^3 a}{3R^4} \mu^4 \beta_c^4 M^2. \quad (31.12)$$

Это есть уравнение Эддингтона 4-й степени, определяющее β_c по массе M и молекулярному весу μ . Далее, условие $\eta = \eta_1$ (31.10) на границе ($\xi = \frac{1}{\alpha}$) дает нам согласно (31.8)

$$\alpha = \frac{1}{\eta_1} \sqrt{\frac{\lambda_2 \beta_c}{4}} = \frac{\omega_0}{\eta_1} \frac{4}{\beta_c}, \quad (31.13)$$

если принять во внимание (31.11). Подставив α из (30.18), получим вместо условия (31.13) следующее:

$$T_c = \frac{\eta_1}{4\omega_0} \beta_c \mu \frac{GM}{Rr_1}, \quad (31.14)$$

определяющее температуру в центре звезды. Плотность же в центре определяется из условия

$$\frac{R}{\mu} \rho_c = \frac{\beta_c}{1 - \beta_c} \frac{1}{3} a T_c^3. \quad (31.15)$$

Таким образом, вместо четырех условий вида (30.21) нами получены в сущности только три: (31.5), (31.12) и (31.14); параметр λ_3 остался неопределенным ввиду отсутствия в теории Эддингтона физического механизма выделения энергии. В случае равномерного распределения источников энергии $\varepsilon_c = \varepsilon_m = \frac{L}{M}$, и условие (31.5) перепишется в виде

$$1 - \beta_c = \frac{k_c L}{4\pi c G M}, \quad (31.16)$$

так что условие (31.12) будет искомым соотношением между массой и светимостью звезды, если k_c известно. Эддингтон определяет для одной из звезд с хорошо известной массой (например, Капеллы) величину $1 - \beta_c$ из уравнения (31.12), принимая $\mu = 2$. Затем по известной светимости из уравнения (31.16) находит k_c и, принимая это значение k_c одинаковым для всех звезд (главной последовательности), составляет теоретическую зависимость масса — светимость [на основании условий (31.12), (31.16)], которая согласуется с наблюдаемой зависимостью для звезд главной последовательности и гигантов. Если, однако, подсчитать коэффициент поглощения k_c с помощью выражения, которое дает теория для T_c и ρ_c , получаемых в модели Эддингтона по формулам (31.14) и (31.15), то это значение оказывается в 20 раз меньше предыдущего «астрономического» значения. Для приведения обоих значений в соответствие друг с другом пришлось принять молекулярный вес $\mu \approx 1$, т. е. допустить значительное

преобладание водорода (около 30% по весу) внутри звезды, что находится в соответствии с анализом химического состава звездных атмосфер. Для центра Солнца при этом получаются значения $T_c \approx 20 \cdot 10^6$ градусов, а $\rho_c = 70 \text{ г/см}^3$. Снижение μ до 1 приводит к тому, что для звезд с массой менее $10 M_\odot$ (каковых большинство) можно пренебрегать ролью лучевого давления по сравнению с давлением газа [для таких звезд, как показывает вычисление по формуле (31.12), $\beta_c \approx 1$]. Поэтому, объединяя формулы (31.16) и (31.12), получим:

$$L \sim \frac{\mu^4}{k_c} M^3. \quad (31.17)$$

Если здесь для k_c взять выражение, которое дает теория процессов поглощения, например, закон Крамерса

$$k_c \sim \frac{\rho_c}{T_c^{\frac{7}{2}}}, \quad (31.18)$$

то в силу (31.14), (31.15) и (31.16) уравнение (31.17) становится одним (из двух необходимых) соотношений вида (30.22) между массой, светимостью, радиусом и молекулярным весом [вместо простой зависимости Эддингтона между массой и яркостью только ($L \sim M^3$)].

Стрёмгрен обнаружил, что это соотношение можно привести в соответствие с наблюдениями, допустив, что молекулярный вес меняется от звезды к звезде при переходе вдоль диаграммы светимость — спектр благодаря изменению процентного содержания водорода. Для этого следует определить μ с помощью (31.17), (31.18) для ряда звезд с известными M , r_1 и L , т. е. решить уравнение вида (30.22) относительно μ . Такая процедура показывает, что если принять содержание гелия равным нулю, то содержание водорода у звезд может меняться в пределах от 10 до 50%, группируясь в основном около 30%. Из (31.17) видно, что так как для реальных звезд примерно соблюдается зависимость типа $L \sim M^3$, то μ будет меняться мало даже при значительных изменениях коэффициента поглощения k_c (μ^4/k_c сохраняется примерно постоянным).

Если теперь сделать другое крайнее предположение и принять, что все источники энергии сосредоточены в центре звезды, а коэффициент поглощения определяется физическим законом, например (31.18), то соответствующие расчеты показывают, что и в этом случае температура в центре Солнца порядка $20 \cdot 10^6$ градусов, а плотность $\rho \approx 50 \text{ г/см}^3$, т. е. практически такие же, как и для модели с равномерным распределением источников. Как и для модели Эддингтона, в этом случае существует вполне аналогичное, единственное соотношение между M , L , r_1 и μ типа (30.22), отличающееся от только что рассмотренного лишь численными значениями безразмерных параметров. Многочисленные исследования моделей звезд в промежуточ-

ных случаях (между случаем равномерного распределения источников и точечного источника) ведут к результатам, аналогичным тем, которые дают эти два крайних случая.

Таким образом, мы приходим к важному результату: распределение источников энергии внутри газовой звезды не влияет существенным образом на величину температур и плотностей в центре. На физические условия внутри звезды существенным образом влияет химический состав вещества и способ образования энергии в недрах звезды.

2. Коэффициент поглощения звездного вещества. При температурах порядка 10^6 — $5 \cdot 10^7$ °К излучение звезды большей частью будет коротковолновым, типа рентгеновых лучей. Поглощение лучистой энергии в звездах может происходить благодаря трем процессам: 1) фотоионизации атомов металлов, которые сохраняют K , L , ... оболочки, 2) гиперболическим переходам электронов под действием поля излучения в поле ядер и ионизованных атомов с орбиты с меньшей энергией на орбиту с большей энергией и 3) комптоновскому рассеянию излучения на свободных электронах. Для вычисления коэффициента поглощения необходимо знать химический состав звездного вещества. Благодаря высоким температурам легкие элементы внутри звезд полностью ионизованы, и при полной ионизации атомов с атомным весом A и зарядом Z средний молекулярный вес будет:

$$\mu = \frac{A}{Z+1}. \quad (31.19)$$

Так как для большинства элементов $A \approx 2Z$ (кроме водорода и гелия), то средний молекулярный вес полностью ионизованных элементов примерно равен 2 (для водорода он равен $1/2$, для He — 1,33).

Высокая температура внутри звезды, вызывающая сильную ионизацию звездного вещества, приводит также к тому, что звездный газ даже при высоких плотностях сохраняет свойства идеального газа; так как расстояния между свободными частицами (атомными остатками и свободными электронами) достаточно велики по сравнению с размером самих частиц, то взаимодействием между ними можно пренебречь.

Однако ионизация внутри звезд неполная, а содержание водорода и гелия в звездах весьма велико. Пусть x_Z — весовая концентрация элемента с атомным номером Z , так что на 1 см^3 приходится ρx_Z г элемента Z . Среднее число независимых частиц (ионов и электронов) в 1 см^3 $N_Z = \rho x_Z \bar{m}_Z$, где $\bar{m}_Z$ — средняя масса одной свободной частицы элемента Z , каждый атом которого распадается на n_Z независимых частиц; очевидно, что

$$\bar{m}_Z = \frac{m_H A_Z}{n_Z}.$$

Следовательно,

$$N_Z = \frac{\rho x_Z n_Z}{m_H A_Z},$$

а полное число независимых частиц получим, суммируя N_Z по всем Z .

Так как газовое давление $p = NkT = \frac{k}{\mu m_H} \rho T$, то средний молекулярный вес

$$\mu = \frac{1}{\sum x_Z \frac{n_Z}{A_Z}}. \quad (31.20)$$

Пусть весовая концентрация водорода есть X , а гелия Y , так что концентрация остальных элементов есть $1 - X - Y$. Тогда, обозначая для остальных элементов $\sum \frac{n_Z}{A_Z}$ через n_R (для водорода $\frac{n_Z}{A_Z} = 2$, а для гелия $\frac{3}{4}$), легко видеть, что

$$\mu = \frac{1}{2X + \frac{3}{4} Y + n_R(1 - X - Y)}. \quad (31.21)$$

Подсчет величины n_R делается на основании теории ионизации $K, L, M, \dots$ оболочек атомов при известном химическом составе.

Относительное содержание различных элементов в звезде таково, что по числу атомов в единице объема водорода примерно в 1000 раз более, чем металлов, а относительное содержание металлов распределяется следующим образом:

K	Na	Al	Ca	Cr	Mg	Fe	Si
50	126	20	40	10	470	126	156

Что касается содержания кислорода и гелия, то оценки их неуверенные, но по современным данным для солнечной атмосферы следует ожидать высокого содержания гелия (более 20% по весу), а для звезд класса В содержание гелия может быть сравнимо с содержанием водорода.

Теория строения звезд в первом приближении исходит из предположения об одинаковом химическом составе и принимает относительное содержание металлов таким же, как и в таблице 1 для звездных атмосфер (см. стр. 47). Это дает возможность подсчитать средний молекулярный вес и коэффициент поглощения звездного вещества. Так, для величины n_R , входящей в (31.21), получается значение, очень близкое к $1/2$, и несколько меньшее значение, если тяжелые элементы внутри звезд более обильны, чем в атмосферах. Вообще на величину μ оказывает влияние главным образом содержание водо-

рода, а затем гелия. Если водорода нет внутри звезд, то μ близко к 2; если водород так же обилен внутри звезд, как и в атмосферах, то μ близко к единице, так как содержание водорода близко к 35% по весу (например, для атмосферы Солнца).

Эффективные сечения и коэффициент поглощения для процессов поглощения, вызываемых свободно-связанными и свободно-свободными переходами электронов, а также рассеянием свободными электронами, подсчитаны на основе квантовой механики для водородоподобных атомов металлов.

Результаты этих вычислений могут быть вкратце сформулированы следующим образом (за подробностями читателю следует обратиться к книге Чандрасекара [26]). Хотя содержание водорода и гелия может быть весьма значительно в звездах, фотоэлектрическое поглощение, производимое атомами этих элементов, не играет существенной роли благодаря их почти полной ионизации, и основное поглощение обусловлено процессами фотоионизации металлов; в этом состоит основное отличие процессов поглощения внутри звезд от процессов непрерывного поглощения в звездных атмосферах, где основную роль играет фотоионизация водорода. Однако водород, гелий, ядра и ионы легких элементов поглощают также и благодаря свободно-свободным переходам. Величина поглощения, вызываемая этим процессом, невелика по сравнению с поглощением при фотоионизации металлов. При высоких температурах поглощение вследствие рассеяния света свободными электронами делается сравнимым и даже преобладает над поглощением, обусловленным фотоионизацией металлов. Более подробное исследование показывает, что в диапазоне плотностей от 0,01 до 10^4 г/см^3 поглощение определяется фотоионизацией в основном K -оболочки атомов металлов для температур, меньших $10^7 \text{ }^\circ\text{K}$; при температурах же больше примерно 10^8 поглощение целиком вызывается рассеянием на свободных электронах. В промежутке температур от 10^7 до $10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ роль рассеяния на электронах тем больше, чем меньше плотность. Далее, при больших плотностях (начиная с 10^2 г/см^3 и выше) коэффициент поглощения меняется по закону

$$k \sim \frac{1}{T^2} \quad (31.22)$$

и почти не зависит от плотности ρ . При низких плотностях (от 0,01 до 1,0) приближенная зависимость имеет вид

$$k \sim \frac{\rho}{T^{\frac{7}{2}}}, \quad (31.23)$$

хотя показатель степени при T заметно меняется с температурой, достигая наибольшего значения $9/2$ при температурах около $10^6 \text{ }^\circ\text{K}$. При более низких температурах поглощение в основном вызывается

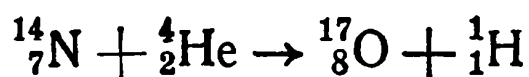
фотоионизацией L -оболочек атомов металлов, и для температур, при которых L -оболочка в основном заполнена, задача вычисления коэффициента поглощения становится исключительно трудной, так как в этом случае уже нельзя пользоваться методом расчета, основанным на аналогии с водородоподобными атомами. Наоборот, при очень высоких температурах, как сказано выше, преобладает рассеяние и коэффициент поглощения практически не зависит от плотности и температуры, так что

$$k \approx \text{const.} \quad (31.24)$$

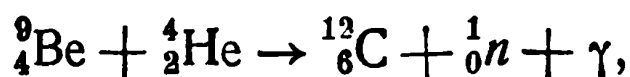
Что касается влияния химического состава на поглощение, то существенно сказывается только содержание водорода и к тому же лишь при достаточно больших температурах: чем больше содержание водорода, тем меньше коэффициент поглощения.

Таким образом, зависимость коэффициента поглощения от физических условий внутри звезды не может быть представлена единой и простой аналитической зависимостью [например, формулой (31.23) или формулами (31.22), (31.24), годными лишь в предельных случаях или сильного вырождения вещества, или очень высоких температур соответственно]. Это обстоятельство вынуждает нас прибегать к численным методам решения.

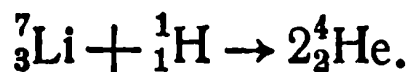
3. Источники звездной энергии. Обратимся теперь к внутри-атомным процессам освобождения энергии, которые должны иметь место при рассмотренных выше температурах и плотностях звездных недр. Как уже указывалось, нельзя объяснить процессом естественной радиоактивности (α -распад) образование энергии внутри звезд. Имеется, однако, другой путь выделения энергии, указанный современной ядерной физикой. Это — ядерные превращения, приводящие к усложнению, синтезу атомных ядер. Этот процесс хорошо известен в ядерной физике, и классическим примером его является реакция



— превращение азота в изотоп кислорода в результате бомбардировки ядер азота α -частицами. Другим примером такого процесса является реакция, приведшая Ирен и Фредерика Жолио-Кюри к открытию нейтрона:



т. е. превращение ядра бериллия в углерод в результате бомбардировки α -частицами (при этом выделяются γ -квант и нейтрон). Аналогичные превращения наблюдаются и при бомбардировке ядер лития протонами, например:



В настоящее время известно множество ядерных реакций, сопровождающихся превращением элементов. Все эти реакции требуют

больших энергий участвующих в них частиц (тысячи и сотни тысяч электрон-вольт), которые в условиях земной лаборатории сообщаются заряженным частицам путем пропускания их через сильные электрические поля, создаваемые в циклотронах. В природе же частицы будут обладать такой энергией, если они входят в состав сильно раскаленного газа.

Рассмотрим это подробнее. Для реакции ядер необходимо, чтобы они могли тесно сближаться. Если необходимо, чтобы ядра сблизились на расстояние a , то кинетическая энергия их относительного движения должна быть по крайней мере равна $\frac{Z_1 Z_2}{a} e^2$, где Z_1 и Z_2 — заряды ядер. Средняя энергия теплового движения ядер есть $\frac{3}{2} kT$, а энергия относительного движения двух ядер при их сближении есть $3kT$. Из условия

$$\frac{Z_1 Z_2}{a} e^2 \approx 3kT$$

(где $a \approx 10^{-11}$ см есть верхний предел расстояния, на котором еще могут реагировать ядра) найдем:

$$T \approx 5,5 \cdot 10^7 Z_1 Z_2,$$

т. е. температуру, при которой могут происходить реакции. Эта температура имеет наименьшее значение для двух протонов ($Z = 1$), а именно — $55 \cdot 10^6$ градусов; при такой температуре большинство протонов сближается на расстояние примерно 10^{-11} см, но такие встречи будут случаться и при меньших температурах (порядка нескольких миллионов градусов), так как всегда будет существовать некоторое число частиц с энергией больше средней (распределение скоростей следует закону Максвелла). Даже эта грубая оценка уже показывает, что в интересующем нас диапазоне температур ядерные реакции должны иметь место, хотя преимущественно это будут реакции между ядрами легких элементов (Z мало). Естественно сразу же задать вопрос, способны ли ядерные превращения служить длительным источником энергии звезд, и если да, то имеются ли такие реакции, которые дают наблюдаемый у звезд средний выход энергии, пропорциональный L/M . Простейшая реакция между легкими элементами — это образование ядер гелия из водорода. Масса атома водорода составляет 1,00813 массовой единицы, а масса ядра гелия 4,00386 массовой единицы. Поэтому при образовании из четырех протонов ядра гелия выделяется энергия

$$\Delta E = (4 \cdot 1,00813 - 4,00386) \cdot c^2,$$

а при превращении одного грамма водорода в гелий выделяется энергия

$$\frac{\Delta E}{m_{\text{H}}} = 2,57 \cdot 10^{19} \text{ эрг/г};$$

здесь c — скорость света, m_H — масса протона. Солнце излучает примерно 2 эрг/г сек , следовательно, превращение всего водорода в гелий для Солнца заняло бы около 10^{11} лет. При этом масса Солнца остается практически неизменной. Мы видим, что ядерные превращения могут создать необходимую длительность излучения звезд, которая по крайней мере на два порядка больше, чем по геологическим данным.

Обращаясь теперь к вопросу, какие ядерные реакции могут обеспечить наблюдаемый выход энергии, мы должны несколько более подробно рассмотреть механизм этих реакций.

Для вероятного числа столкновений ядер с энергией относительного движения в интервале $E, E + dE$ и содержащихся в количествах N_1 и N_2 на единицу объема кинетическая теория дает формулу [77]

$$dZ = \frac{2N_1N_2}{(kT)^{\frac{3}{2}}} \sigma(E) \left(\frac{2\pi}{M}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{kT}} \equiv N_1N_2 \sigma(E) W(E) dE, \quad (31.25)$$

где $M = \frac{m_1m_2}{m_1+m_2}$, а $\sigma(E)$ — эффективное сечение соударения. Если столкновение сопровождается реакцией, то $\sigma(E)$ есть эффективное сечение соответствующего процесса, т. е. вероятность трех событий: столкновения двух частиц (скажем, R^2), проникновения одной из частиц сквозь потенциальный барьер, окружающий ядро другой частицы, скажем G , и вероятности реакции после попадания частицы в ядро Γ (например, вероятности β -распада или вылета γ -кванта). Таким образом,

$$\sigma(E) = R^2 G \Gamma. \quad (31.26)$$

Теперь полное число реакций на 1 см^3 есть

$$p = N_1N_2 \int_0^{\infty} \sigma(E) W(E) dE. \quad (31.27)$$

Вероятность проникновения заряженной частицы в ядро вычисляется с помощью уравнений волновой механики, примененных для теории α -распада.

Если принять, что потенциал взаимодействия двух ядер имеет значение

$$V(r) = \begin{cases} \frac{Z_1Z_2e^2}{r} & \text{при } r \geq r_0, \\ V_0 & \text{» } r \leq r_0, \end{cases}$$

так что $V_0 = \frac{Z_1 Z_2}{r_0}$ есть «высота» потенциального барьера, то расчет даст:

$$G = e^{-2F}, \quad F = \frac{(2M)^{\frac{1}{2}}}{\hbar} \frac{Z_1 Z_2}{E^{\frac{1}{2}}} g(x), \quad (31.28)$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ (h — постоянная Планка), $x = \frac{E}{V_0}$, а $g(x)$ весьма близка к $\frac{\pi}{2}$ для энергий $E \ll 10^6$ эв (энергий, с которыми нам приходится иметь дело). Подставив (31.25), (31.26) и (31.28) в (31.27) и произведя интегрирование, получим для числа реакций в 1 г вещества:

$$p = \frac{4}{3^{\frac{5}{2}}} \frac{\rho x_1 x_2}{m_1 m_2} \frac{\Gamma}{\hbar} a R^2 e^4 \sqrt{2 \frac{R}{a}} \tau^2 e^{-\tau}, \quad (31.29)$$

где a — радиус Бора для атома водорода

$$a = \frac{\hbar^2}{M Z_1 Z_2 e^2},$$

x_1 и x_2 — весовые концентрации реагирующих ядер ($N = \frac{\rho}{A m_H}$), а R — суммарный радиус реагирующих ядер

$$R = 1,6 \cdot 10^{-13} (A_1 + A_2)^{\frac{1}{3}} \text{ см.}$$

Величина

$$\tau = 3 \left(\frac{\pi^2 M e^4 Z_1^2 Z_2^2}{2 \hbar^2 k T} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (31.30)$$

Для числа тепловых ядерных реакций мы можем воспользоваться формулой, данной Бете:

$$p = 5,3 \cdot 10^{25} \rho x_1 x_2 \Gamma \varphi(Z_1, Z_2) \tau^2 e^{-\tau}, \quad (31.31)$$

где

$$\varphi = \frac{1}{A_1 A_2 (Z_1 Z_2 A)^3} \left(\frac{8R}{a} \right)^2 e^{2 \left(\frac{8R}{a} \right)^{\frac{1}{2}}},$$

$$\tau = 42,7 (Z_1 Z_2)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{A}{T} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad A \equiv \frac{M}{m_H}. \quad (31.32)$$

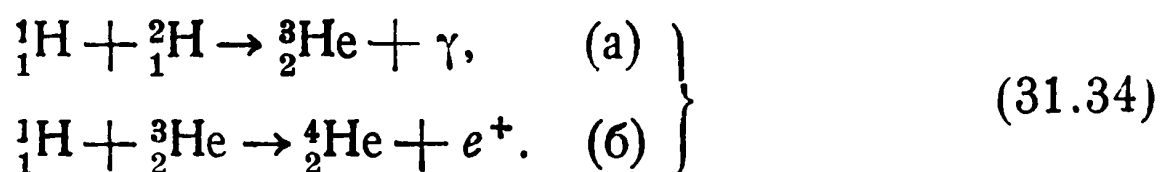
Что касается вероятности Γ , то она может быть определена с помощью экспериментальных данных [26]. С помощью этих формул и экспериментальных данных Бете было проведено подробное изучение ядерных реакций в смеси всех элементов при температурах от

20 до 40 миллионов градусов; при этом можно было ограничиться рассмотрением только легких элементов, так как большие отталкивательные силы между ядрами тяжелых элементов делают ничтожной вероятность их реакций [см. (31.28)]. Следует сразу указать, что для рассматриваемого нами диапазона плотностей и температур построение элементов тяжелее гелия в результате ядерных реакций невозможно, так как ядра ${}^5\text{Li}$ и ${}^5\text{He}$ неустойчивы относительно радиоактивного распада. Поэтому существующие ныне в звездах тяжелые элементы должны были существовать и в ранние периоды жизни звезд.

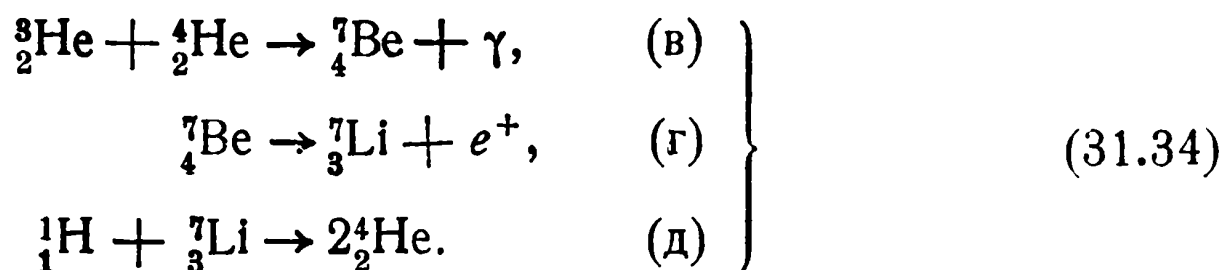
Простейшей реакцией является образование тяжелого водорода из двух протонов



где e^+ — позитрон. [Позитрон быстро соединяется с электроном и дает γ -кванты, так что два протона и электрон в результате реакции (31.33) дают дейтрон и γ -кванты.] Если бы звезда при образовании состояла целиком из водорода, то реакция (31.33) была бы первым шагом при построении элементов. Но число образующихся дейтронов, как показывают вычисления, очень мало, пока температура не достигнет нескольких миллионов градусов. Далее образовавшиеся дейтроны практически мгновенно вступают в реакцию с другими протонами, что ведет к образованию α -частицы согласно реакциям



Вычисления длительности реакции (31.33) и (31.34) с помощью формулы (31.31) показывают, что реакция (а) протекает в 10^{18} раз быстрее, чем реакция (31.33), так что каждый возникающий дейтрон будет иметь исключительно короткую жизнь, и в статистическом равновесии будет только около одного дейтрона на 10^{18} протонов. Дальнейшее присоединение протонов к He уже невозможно, так как образующийся ${}^5\text{Li}$ неустойчив. Дальнейшее образование ${}^4_2\text{He}$ пойдет с гораздо большей скоростью, чем скорость реакций (31.34), согласно следующей цепочке реакций:



Скорость превращения протонов в α -частицы по пятизвенной цепочке реакций (31.34) [(а), (б), (в), (г) и (д)] зависит целиком от процесса (д).

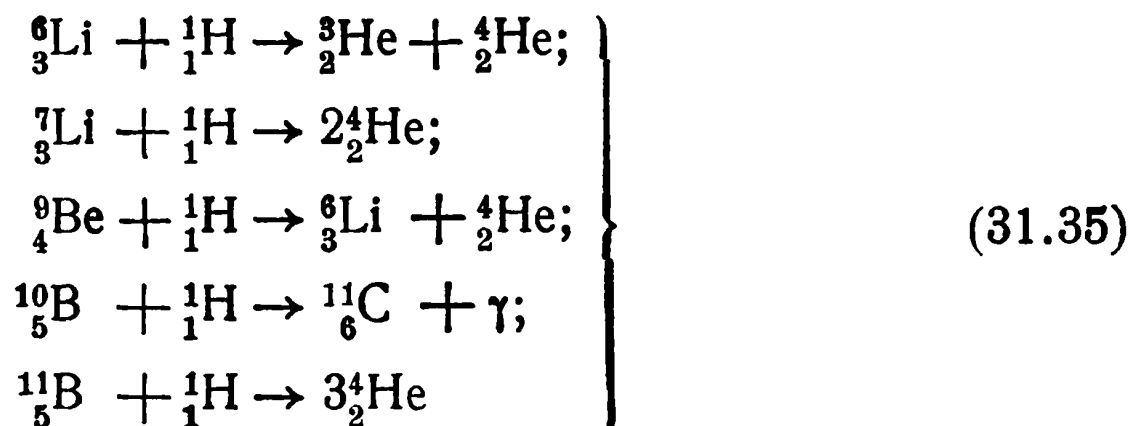
Если p для реакций известно, то, подсчитав изменение энергии связи при реакции, мы получим энергию на одну реакцию $\Delta E = \Delta mc^2$

и отсюда энергию на грамм массы

$$\epsilon = p \Delta t c^2.$$

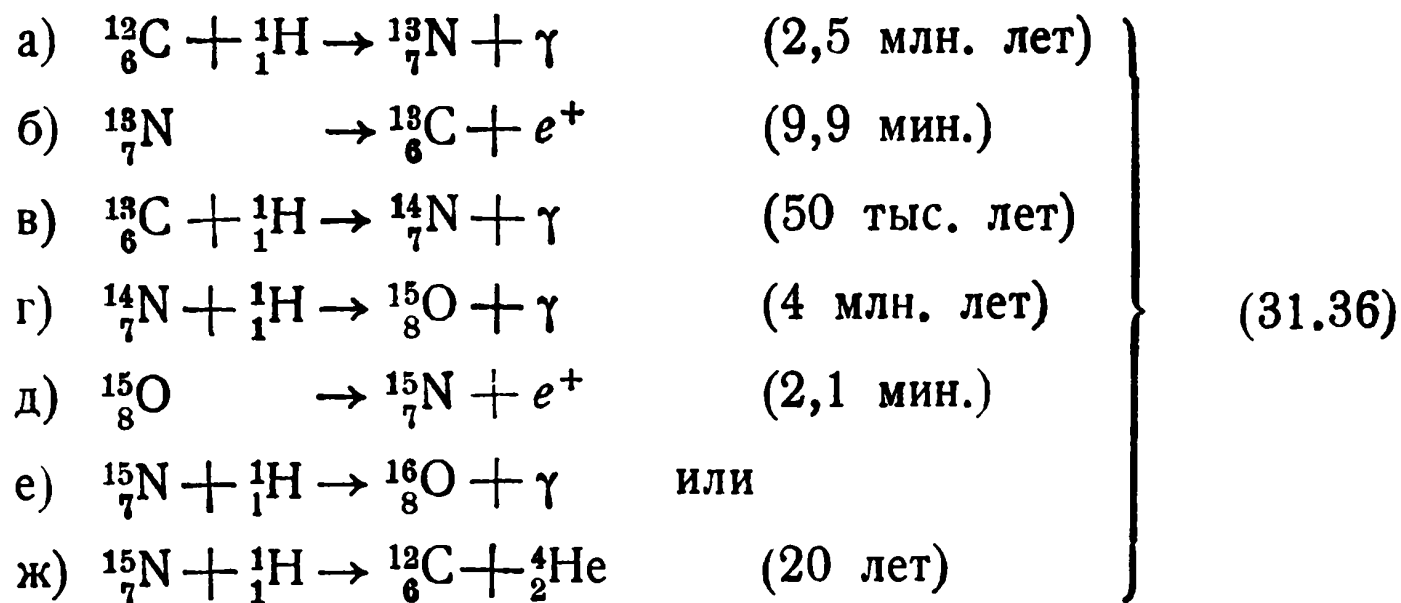
Для рассматриваемой реакции при температуре $20 \cdot 10^6$ градусов и плотности около 100 г/см^3 величина ϵ оказывается около 2 эрг/г сек , если никакие другие реакции не вносят в величину ϵ своей доли. Таким образом, образование ядер гелия путем реакций (31.34) и (31.35) может вносить заметную долю в среднее значение ϵ для Солнца (2 эрг/г сек), хотя для центральных частей Солнца фактический выход энергии должен быть заметно больше благодаря увеличению температуры к центру.

Ранее было указано, что при температурах ниже миллиона градусов дейтроны образуются в весьма малом количестве и при температуре в несколько миллионов градусов, как показывают вычисления вероятности p реакций, наиболее эффективными являются реакции трех легких элементов: лития, бериллия и бора:



(последняя реакция начинается при $T = 20 \cdot 10^6$ градусов). Однако все эти реакции кратковременны (около 10^3 лет) и способны поддерживать энергию звезды на ранней стадии ее нагревания, например, благодаря сжатию; ни один из реагентов здесь не обновляется — все они «сгорают» и в первую очередь в центральной части звезды.

После водорода и гелия, когда Li, Be и B уже исчерпаны, углерод и азот являются наиболее легкими элементами, каждый из которых имеет по два устойчивых изотопа. Все эти четыре ядра могут захватить протон, причем в двух случаях результирующее ядро оказывается радиоактивно неустойчивым. Соответствующие реакции таковы:



Если, следовательно, реакции а) — д) приводят к реакции е), то появляется ядро кислорода $^{16}_8\text{O}$ из ядра углерода $^{12}_6\text{C}$ с излучением трех γ -квантов и двух позитронов; если реакции а) — д) приводят к реакции ж), то ядро углерода восстанавливается заново и в итоге появляется ядро He из четырех протонов с излучением трех γ -квантов и двух позитронов.

Реакция ж) в миллион раз более вероятна, чем реакция е), так что из миллиона ядер углерода только одно теряется благодаря реакциям, идущим по пути а) — д). Во всех остальных случаях ядро углерода, восстановившись, принимает участие в новом цикле тех же реакций.

Такой цикл реакций, в котором один из реагентов восстанавливается, называется *каталитическим*: реагент $^{12}_6\text{C}$ в цикле (31.36) только «помогает» в построении ядра гелия из протонов, т. е. является катализатором. Заметим, что все реакции цикла (31.36) были обнаружены в лаборатории и вероятности их могут быть оценены также экспериментально. Средние интервалы между последовательными реакциями для температур порядка $20 \cdot 10^6$ °К и плотности около 100 г/см^3 приведены в скобках. Таким образом, время всего цикла в таких условиях составляет примерно $6,5 \cdot 10^6$ лет.

Для того чтобы выход энергии от такого цикла ядерных реакций (называемого углеродным циклом) был порядка 100 эрг/г сек (при таком выходе энергии в центре Солнца средний выход энергии на грамм массы будет порядка нескольких эрг/г сек), т. е. был достаточен для поддержания энергии Солнца, необходимо, чтобы азот и углерод каждый порознь составляли около 0,5% (по массе) от общего состава звездного вещества. Это неплохо согласуется с данными об относительном обилии этих элементов в атмосфере Солнца.

Аналогичным образом можно рассмотреть для тех же физических условий длительность реакций для захвата протона кислородом и более тяжелыми элементами. Вычисления величин p , проведенные Бете, показывают, что для кислорода длительность реакции 10^{12} лет, для железа около $3 \cdot 10^7$ лет, для неона примерно $2 \cdot 10^{13}$ лет, а для более тяжелых ядер — еще бóльшие сроки. Выход энергии при таких реакциях в общем ниже, чем при углеродном цикле, и все реакции связаны с исчерпанием элементов, следовательно, эти реакции не могут иметь существенного значения.

Таким образом, источником энергии звезд главной последовательности может быть углеродный цикл ядерных реакций. На ранних стадиях развития звезды источником энергии, хотя и очень кратковременным, могут быть реакции водорода с легкими элементами Li, Be, B. Современная теория не дала пока еще удовлетворительного объяснения источников энергии в звездах-гигантах.

§ 32. Внутреннее строение звезд

1. **Строение звезд главной последовательности.** Можно попытаться теперь ответить на вопрос о строении звезд, источником энергии которых являются ядерные реакции рассмотренного типа, а поглощение вызывается фотоионизацией металлов и рассеянием свободными электронами. Система уравнений (30.12) теперь не содержит неизвестных параметров и функций: коэффициент поглощения определяется, например, формулой (31.23) или табулированными значениями для всего интересующего нас интервала температур, плотностей и относительного обилия металлов, а мощность источников энергии дается, например, формулами (31.31), (31.32) для углеродного цикла ядерных реакций. Решение системы (30.12) в этом случае является трудоемким процессом численного интегрирования, которое часто приходится повторять заново до тех пор, пока не будет найдено такое значение молекулярного веса μ , при котором расчет для заданной массы M приводит к правильным, наблюдаемым у данной звезды значениям светимости L и радиуса r_1 . Оказывается, что такого соответствия нельзя добиться одним лишь изменением процентного содержания водорода X ; необходимо учитывать также содержание гелия Y . Это обстоятельство сразу станет ясным, если рассмотреть два основных условия (30.23): так как k_0 и ϵ_0 в этом случае зависят от ρ_0 и T_0 , т. е. они суть функции L , M и r_1 , то два условия (30.23) являются двумя соотношениями только между M , L , r_1 , которым, вообще говоря, нельзя удовлетворить одновременно заданной тройкой значений (L, M, r_1) для одного параметра μ . Решение становится возможным, если только соотношения (30.23) являются двумя соотношениями вида

$$F(L, M, r_1, X, Y) = 0.$$

Если образование звезд есть процесс неодновременный (а наблюдения дают веские доводы в пользу этого), то было бы невероятным ожидать одинакового относительного содержания водорода и гелия в звездах, находящихся в самых различных стадиях развития, если только превращение водорода в гелий есть единственный источник звездной энергии.

Анализ химического состава звездных атмосфер также показывает значительное обилие гелия в звездных атмосферах (иногда до 50%), и нет оснований считать химический состав внутри звезд сильно отличающимся от состава звездных атмосфер, поскольку имеет место сильное перемешивание вещества в звездах. Во всяком случае, вычисления показывают, что возможно построить модель звезды главной последовательности с углеродным циклом при вполне определенных содержаниях водорода и гелия. Получающиеся при этом теоретические оценки содержания водорода и гелия находятся

в согласии с непосредственными оценками их содержания в звездных атмосферах. Для Солнца, в частности, получаются значения содержания водорода от 35 до 60% и гелия — от 25 до 50% при содержании металлов от 5 до 12%.

При этом, однако, оказывается, что вблизи центра звезды условие лучистого равновесия нарушается, так как температурный градиент, вычисленный из уравнений лучистого равновесия, превосходит адиабатический температурный градиент (эффект, аналогичный появлению водородной конвективной зоны под фотосферой звезды). Это связано с концентрацией источников энергии близ центра звезды, которая является весьма резкой для тепловых ядерных реакций благодаря большой чувствительности выхода энергии к изменениям температуры [см. (31.29)]. Приближенно стационарное состояние в такой центральной конвективной зоне может быть описано как состояние конвективного равновесия, при котором система установившихся конвективных потоков не нарушает радиальной симметрии распределения физических переменных. В этом случае зависимость давления от плотности и температуры будет определяться уже уравнением адиабаты звездного «газа» с некоторым специфическим отношением удельных теплоемкостей. Это отношение удельных теплоемкостей звездного газа можно получить из уравнения адиабаты

$$dE + p dv = 0,$$

где

$$p = \frac{R}{\mu} \rho T + \frac{1}{3} a T^4,$$

$$E = c_v T + v a T^4;$$

здесь v — удельный объем. Подстановка значений p и E в уравнение адиабаты после некоторых элементарных преобразований дает:

$$\frac{dT}{T} + (\Gamma_3 - 1) \frac{dv}{v} = 0$$

или

$$\frac{dp}{p} + \Gamma_1 \frac{dv}{v} = 0,$$

где

$$\Gamma_3 = 1 + \frac{(4 - 3\beta)(\gamma - 1)}{\beta + 12(\gamma - 1)(1 - \beta)},$$

$$\Gamma_1 = \beta + \frac{(4 - 3\beta)^2(\gamma - 1)}{\beta + 12(\gamma - 1)(1 - \beta)}.$$

Если $\beta = 1$ (звезды главной последовательности), то $\Gamma_3 = \Gamma_1 = \gamma = \frac{c_p}{c_v}$ равно отношению удельных теплоемкостей газа, и мы имеем адиабатическое изменение состояния одного только газа без излучения.

Если $\beta = 0$, то $\Gamma_3 = \Gamma_1 = \frac{4}{3}$, и мы получим хорошо известное выражение для адиабатического расширения одного только излучения вдоль адиабаты $\frac{4}{3}$. Так как водород и гелий преобладают в химическом составе звезд, то величина γ (при $\beta = 1$) будет весьма близка к $\frac{5}{3}$.

Изложенное здесь представление о центральной конвективной зоне в звездах является, конечно, весьма приближенным, так как оно базируется на упрощенном представлении об адиабатической конвекции. На самом деле конвективные явления внутри звезд значительно сложнее, так как им должны сопутствовать теплообмен и турбулентность. Учет этих факторов должен привести к другому критерию наступления конвекции. Однако этот вопрос пока что остается почти неисследованным.

В заключение приведем в качестве примера результат числового решения системы (30.12) для Солнца, выполненного в работе А. Г. Масевич и др. указанным выше методом.

В таблице 28 приведены расстояние от центра в единицах радиуса Солнца ($6,90 \cdot 10^{10}$ см), температура (в миллионах градусов), плотность ($г/см^3$) и, наконец, распределение масс $\psi = \frac{M(r)}{M_\odot}$ и полной энергии $\eta = L(r)/L_\odot$. (Строка, отмеченная звездочкой, — значения на границе конвективного ядра.)

Т а б л и ц а 28

<i>N</i>	$\frac{r}{r_\odot}$	$T \cdot 10^{-6}$	ρ [г/см ³]	$\frac{M(r)}{M_\odot}$	$\frac{L(r)}{L_\odot}$
1	1,000	0,006	0,000	1,000	1,00
2	0,932	0,344	$1,77 \cdot 10^{-4}$	1,000	1,00
3	0,795	0,18	$1,29 \cdot 10^{-2}$	1,000	1,00
4	0,676	2,20	$1,10 \cdot 10^{-1}$	0,993	1,00
5	0,472	5,06	$1,91 \cdot 10^0$	0,911	1,00
6	0,358	7,78	$7,84 \cdot 10^0$	0,743	1,00
7	0,295	9,77	$1,57 \cdot 10^1$	0,586	1,00
8	0,262	11,00	$2,20 \cdot 10^1$	0,482	1,00
9	0,204	13,40	$3,61 \cdot 10^1$	0,294	1,00
10	0,169	15,03	$4,55 \cdot 10^1$	0,189	1,00
11*	0,148*	16,11*	$4,99 \cdot 10^1*$	0,133*	0,99*
12	0,000	20,70	$7,16 \cdot 10^1$	0,000	0,00

Из этой таблицы видно, что вся энергия образуется в весьма малой области у центра (составляющей около 15% радиуса и 13%

массы звезды). На рис. 74 показана графически зависимость ρ , M и T от r .

Что касается звезд-гигантов, то, как мы указывали, для них возникает ряд трудностей при определении источников энергии; нецелесообразно излагать попытки построить теорию строения этих звезд.

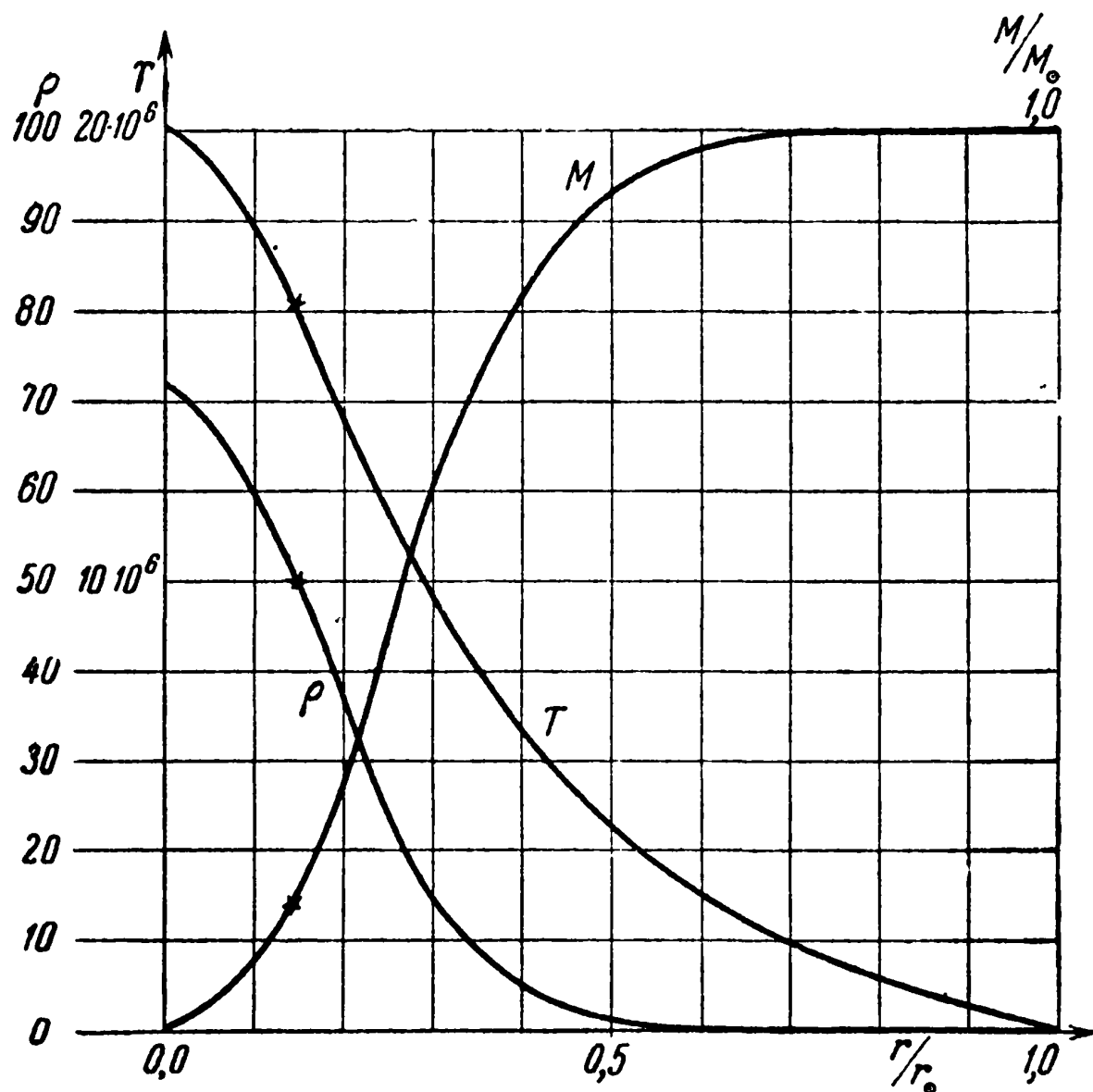


Рис. 74.

Иначе обстоит дело с белыми карликами, теорию строения которых мы излагаем в следующем разделе.

2. Теория строения белых карликов. Белые карлики — звезды с очень большой средней плотностью, достигающей порядка 10^6 г/см³. Благодаря сильной ионизации внутри звезд газ сохраняет свойства идеального газа, подчиняющегося закону Бойля-Мариотта до плотностей около 10^2 — 10^3 г/см³; при более высоких плотностях начинается вырождение сначала электронного газа, а затем уже (при плотностях, больших чем 10^5 — 10^6 г/см³) наступает вырождение тяжелых частиц. В этом случае газ подчиняется статистике Ферми. В условиях вырождения как электронов, так и тяжелых частиц давление электронного газа по крайней мере в 1840 раз больше давления тяжелых частиц. При плотностях, равных приблизительно 10^6 г/см³, наступают также релятивистские эффекты в вырожденном электронном газе.

Рассмотрим вырожденный электронный газ, т. е. газ такой плотности, при которой все нижние квантовые состояния заняты. Все возможные энергетические состояния электронов, находящихся внутри

объема, можно перечислить при помощи квантовых чисел примерно так же, как перечисляются квантовые состояния электронов в атоме.

Число квантовых состояний с импульсами в пределах от p до $p + dp$ определяется выражением

$$2V \frac{4\pi p^2 dp}{h^3},$$

где h^3 — объем одной клетки фазового пространства импульсов, а множитель 2 учитывает два возможных спина электрона. Далее, согласно принципу Паули в каждом квантовом состоянии может находиться не более одного электрона. Это означает, что если $N(p) dp$ есть число электронов в объеме V , импульсы которых заключены в пределах $p, p + dp$, то

$$N(p) dp \leq V \frac{8\pi p^2 dp}{h^3}.$$

Рассмотрим уравнение состояния полностью вырожденного газа. В этом случае будет:

$$N(p) dp = V \frac{8\pi p^2 dp}{h^3}. \quad (32.1)$$

Если объем V содержит N электронов, импульс которых не превосходит величины p_0 , то

$$N = V \frac{8\pi}{h^3} \int_0^{p_0} p^2 dp = \frac{8}{3} \pi h^3 p_0^3 V, \quad (32.2)$$

и электронная концентрация

$$n = \frac{N}{V} = \frac{8\pi}{3h^3} p_0^3. \quad (32.3)$$

Давление газа p_G , по определению, является средним значением потока импульса через 1 см^2 поверхности, следовательно,

$$p_G V = \frac{1}{3} \int_0^{p_0} N(p) p v dp, \quad (32.4)$$

или с помощью (32.2) получим:

$$p_G = \frac{8\pi}{3h^3} \int_0^{p_0} p^3 \frac{\partial E}{\partial p} dp, \quad (32.5)$$

где E — кинетическая энергия электрона, обладающего импульсом p . Согласно релятивистской механике мы имеем:

$$E = mc^2 \left\{ \left(1 + \frac{p^2}{m^2 c^2} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right\}, \quad (32.6)$$

откуда

$$\frac{\partial E}{\partial p} = \frac{p}{m} \left(1 + \frac{p^2}{m^2 c^2} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Подставив это выражение в (32.5), получим:

$$p_G = \frac{8\pi}{3mh^3} \int_0^{p_0} \frac{p^4 dp}{\left(1 + \frac{p^2}{m^2c^2}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (32.7)$$

Введем новую переменную θ соотношением

$$\text{sh } \theta = \frac{p}{mc}, \quad \text{sh } \theta_0 = \frac{p_0}{mc},$$

тогда уравнение (32.7) сводится к виду

$$p_G = \frac{8\pi m^4 c^5}{3h^3} \int_0^{\theta_0} \text{sh}^4 \theta d\theta, \quad (32.8)$$

откуда, интегрируя, получим:

$$p_G = \frac{8\pi m^4 c^5}{3h^3} \left[\frac{\text{sh}^3 \theta_0 \text{ch } \theta_0}{4} - \frac{3 \text{sh } 2\theta_0}{16} + \frac{3}{8} \theta_0 \right]. \quad (32.9)$$

Обозначая

$$\frac{p_0}{mc} = x, \quad (32.10)$$

окончательно получим:

$$p_G = \frac{\pi m^4 c^5}{3h^3} f(x) = 6,01 \cdot 10^{22} f(x), \quad (32.11)$$

где

$$f(x) = x(2x^2 - 3)(x^2 + 1)^{\frac{1}{2}} + 3 \text{arcsch } x. \quad (32.12)$$

С другой стороны, согласно (32.3) и (32.10) для плотности газа имеем выражение

$$\rho = n\mu m_p = \frac{8\pi m^3 c^3}{3h^3} \mu m_p x^3, \quad (32.13)$$

где m_p — масса протона, а μ — молекулярный вес. Уравнения (32.11), (32.12) и (32.13) являются уравнениями состояния вырожденного газа в параметрической форме. Эти уравнения справедливы в общем случае, и в частности в случаях как крайнего нерелятивистского ($p_0 \ll mc$), так и крайнего релятивистского вырождения ($p_0 \gg mc$). В первом случае, когда x мало ($p_0 \ll mc$), мы получим, исключив x из (32.11) и (32.13):

$$p_G = K_1 \rho^{\frac{5}{3}}, \quad K_1 = \frac{1}{20} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{h^2}{m (\mu m_p)^{\frac{5}{3}}} \quad (x \rightarrow 0). \quad (32.14)$$

При очень больших плотностях величина максимального импульса p_0 начинает превосходить mc и в предельном случае $p_0 \gg mc$ мы получаем следующее асимптотическое выражение:

$$p_G = K_2 \rho^{\frac{4}{3}}, \quad K_2 = \left(\frac{3}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{hc}{8 (\mu m_p)^{\frac{4}{3}}} \quad (x \rightarrow \infty). \quad (32.15)$$

Обратимся теперь к проблеме равновесия белых карликов. С этой целью рассмотрим сначала вопрос о роли давления излучения в вырожденном газе. Обыкновенное вырождение наступает тогда, когда давление электронов, вычисленное по формуле (32.14), значительно больше обычного значения газового давления $p_e = n_e kT$. Если записать это неравенство, то мы получим критерий вырождения газа в виде

$$A_1 \equiv \frac{nh^3}{(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}} \gg 1 \quad (32.16)$$

(если не принимать во внимание множителей порядка единицы).

Найдем отношение газового давления к давлению излучения. Согласно формуле (32.14) мы имеем $(p_R = \frac{1}{3} a T^4, a = \frac{8\pi^5}{15} \frac{k^4}{(ch)^3})$:

$$\frac{p_G}{p_R} = \frac{3^{\frac{8}{3}} A_1^{\frac{5}{3}}}{\pi^{\frac{19}{6}} 2^{\frac{5}{6}}} \left(\frac{mc^2}{kT} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Но в случае нерелятивистского вырождения средняя энергия электронов $kT \ll mc^2$, а величина $A \gg 1$, следовательно, $\frac{p_G}{p_R} \gg 1$. Релятивистское вырождение, очевидно, наступает, если давление (32.15) значительно превосходит газокINETическое $n_e kT$. Это ведет к условию вида

$$A_2 \equiv \frac{3}{8^{\frac{3}{2}} \pi} \frac{n (hc)^3}{(kT)^3} \gg 1. \quad (32.17)$$

Далее, образуя отношение $\frac{p_G}{p_R}$, получим в силу (32.15) и (32.17):

$$\frac{p_G}{p_R} = A_2^{\frac{4}{3}},$$

откуда опять-таки следует, что $p_G \gg p_R$. Следовательно, в вырожденном газе, как релятивистском, так и нерелятивистском, можно полностью пренебречь световым давлением.

Рассмотрим теперь гравитационное равновесие вырожденного газа Ферми.

Уравнения состояния примем в наиболее общем виде (32.11), (32.12) и (32.13) или

$$p_G = Af(x), \quad \rho = Bx^3, \quad (32.18)$$

где

$$A = \frac{\pi m^4 c^5}{3h^3}, \quad B = \frac{8\pi m^3 c^3 m_p}{3h^3} \mu, \quad (32.19)$$

а $f(x)$ определяется формулой (32.12). Уравнение гидростатического

равновесия (30.7) и уравнение для массы (30.9) в случае вырожденного газа ($p_G \gg p_R$) дают:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\rho} \frac{dp_G}{dr} \right) = -4\pi G \rho. \quad (32.20)$$

Подставив сюда выражения p_G и ρ из (32.18), получим:

$$\frac{A}{B} \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{x^3} \frac{df(x)}{dx} \right) = -4\pi G B x^3. \quad (32.21)$$

Полагая здесь

$$y = \sqrt{1+x^2} = y_0 \Phi, \quad r = \left(\frac{2A}{\pi G} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{B y_0} \eta \quad (32.22)$$

и заметив, что согласно (32.12)

$$\frac{1}{x^3} \frac{df(x)}{dx} = 8 \frac{d}{dx} \sqrt{x^2+1}, \quad (32.23)$$

получим основное уравнение проблемы

$$\frac{1}{\eta^2} \frac{d}{d\eta} \left(\eta^2 \frac{d\Phi}{d\eta} \right) = - \left(\Phi^2 - \frac{1}{y^2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (32.24)$$

Здесь величины x_0 и y_0 суть значения x и y в центре звезды, которые определяются значением плотности в центре. Решение уравнения (32.24), очевидно, должно удовлетворять условиям (32.17) или

$$\text{при } \eta = 0 \quad \Phi = 1, \quad \frac{d\Phi}{d\eta} = 0, \quad (32.25)$$

так как выражение для массы имеет вид

$$M(r) = 4\pi \int_0^{\eta} \rho r^2 dr = -4\pi \left(\frac{2A}{\pi G} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{B^2} \eta^2 \frac{d\Phi}{d\eta}. \quad (32.26)$$

Решения уравнения (32.24), удовлетворяющие условиям (32.25), содержат параметр $y_0 = \sqrt{1+x_0^2}$, зависящий только от плотности в центре ρ_c и молекулярного веса. Из всех возможных решений мы должны выбрать только то, которое удовлетворяет условиям (30.18) (плотность на границе исчезает, а масса $M(r) = M$ — массе звезды).

Как показали исследования, для каждого значения ρ_c существует единственное решение, т. е. при некотором $\eta = \eta_1$ функция Φ исчезает. Второе условие (32.22) определяет нам (при $\eta = \eta_1$) радиус

вырожденной звезды в функции ρ_c и μ , т. е. дает уравнение вида (30.22)

$$r_1 = f_1(\rho_c, \mu).$$

Второе же условие на внешней границе ($M(r_1) = M$) согласно (32.26) дает нам второе соотношение вида (30.22)

$$M = f_2(\rho_c, \mu).$$

Исключая из обоих соотношений ρ_c , получим одно соотношение вида (30.23), т. е.

$$F(r_1, M, \mu) = 0,$$

так что задание массы (и молекулярного веса) однозначно определяет радиус белого карлика. В таблице 29 приведены значения массы M (в единицах массы Солнца), центральной плотности ρ_c , средней плотности ρ_m и радиуса r_1 по вычислениям Чандрасекара. (Эти данные получены для $\mu = 1$; для молекулярного веса, отличного от единицы, табличные данные для M надо умножить на μ^{-2} , данные для r_1 надо умножить на μ^{-1} , а данные для ρ_c и ρ_m умножить на μ .)

Таблица 29

$\frac{M}{M_\odot}$	Центральная плотность (в г/см^3)	ρ (среднее в г/см^3)	Радиус (в см)
5,728	∞	∞	0
5,484	$9,737 \cdot 10^8$	$4,716 \cdot 10^7$	$4,136 \cdot 10^8$
5,294	$3,391 \cdot 10^8$	$1,578 \cdot 10^7$	$5,443 \cdot 10^8$
4,852	$8,187 \cdot 10^7$	$5,111 \cdot 10^6$	$7,699 \cdot 10^8$
4,310	$2,669 \cdot 10^7$	$2,114 \cdot 10^6$	$9,936 \cdot 10^8$
3,528	$7,908 \cdot 10^6$	$7,960 \cdot 10^5$	$1,287 \cdot 10^9$
2,934	$3,523 \cdot 10^6$	$4,065 \cdot 10^5$	$1,514 \cdot 10^9$
2,440	$1,816 \cdot 10^6$	$2,302 \cdot 10^5$	$1,721 \cdot 10^9$
2,007	$9,885 \cdot 10^5$	$1,345 \cdot 10^5$	$1,929 \cdot 10^9$
1,612	$5,381 \cdot 10^5$	$7,741 \cdot 10^4$	$2,155 \cdot 10^9$
0,877	$1,236 \cdot 10^5$	$1,936 \cdot 10^4$	$2,793 \cdot 10^9$
0	0	0	∞

Мы видим, что гравитационного равновесия вырожденного газа с массой

$$M > 5,75M_\odot\mu^{-2} \equiv M_0$$

не существует. Для звезд с массой $M < \sim 2,5M_\odot\mu^{-2}$, как показали вычисления Чандрасекара, основная масса газа обладает обычным вырождением, а при $M > \sim 2,5M_\odot\mu^{-2}$ основную роль играет релятивистское вырождение. Радиус конфигурации равновесия непрерывно убывает с массой и делается исчезающе малым при приближении массы к критическому значению M_0 . Хотя данные наблюдений

о массах и радиусах белых карликов еще немногочисленны, но все же они показывают, что вычисленные в таблице значения порядка наблюдений.

Мы видим, однако, что при решении вопроса о равновесии белых карликов вопрос об их светимости L остался в стороне. Этот вопрос не может быть решен без знания источников энергии и молекулярного веса внутри звезды. В отношении белых карликов мы пока что не располагаем сколько-нибудь надежными данными, которые могли бы быть положены в основу объяснения их низкой светимости. Возможно, что гравитационное сжатие столь плотных звезд может служить источником их энергий, хотя вопрос об источниках энергии белых карликов нуждается еще в детальном изучении.

ГЛАВА VIII

РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ПЛАНЕТНЫХ АТМОСФЕРАХ

§ 33. Теория переноса излучения в планетных атмосферах

1. Перенос излучения в планетных атмосферах. Индикатриса рассеяния. Известно, что планеты Венера, Юпитер и Сатурн, а по всем данным также Уран и Нептун окружены настолько плотными атмосферами, что мы не видим их поверхностей. Излучение, достигающее до нас от этих планет, является излучением Солнца, рассеянным их атмосферами. Поэтому закономерности, которым подчиняется свет, отраженный от планет (распределение яркости по диску, изменение суммарной яркости с фазой, численное значение альбедо), могут быть получены лишь на основании изучения процессов рассеяния в планетных атмосферах. Поскольку атмосферы указанных планет непрозрачны, т. е. имеют очень большую оптическую толщину ($\tau \gg 1$), то световой квант, вошедший в атмосферу планеты до своего выхода из нее, подвергается с достаточно большой вероятностью не одному, а большому числу актов рассеяния, т. е. мы имеем по существу дело с многократным рассеянием света в атмосферах планет.

К рассмотрению процессов рассеяния привело также изучение законов оптики земной атмосферы. Еще Леонардо да Винчи объяснил голубой цвет неба рассеянием солнечного света воздухом и более сильным рассеянием синих лучей по сравнению с красными. Правда, оптическая толщина земной атмосферы при отсутствии облачности значительно меньше единицы. Однако многочисленные исследования показали, что даже для объяснения распределения яркости по небесному своду наряду с рассеянием первого порядка играют известную роль рассеяния высших порядков. (Мы уже не говорим о случае наличия облачного слоя, когда солнечный свет, прежде чем достичь поверхности Земли, испытывает большое количество рассеяний в этом слое.) Таким образом, и проблема рассеяния света в земной атмосфере является вообще также проблемой многократного рассеяния в среде. Задача многократного рассеяния света в планетных атмосферах решается на основе изучения переноса излучения. При этом, поскольку линейная толщина атмосферы во всех случаях мала по сравнению с радиусом кривизны атмосферных слоев (это во всяком случае

справедливо для толщи той части атмосферы планеты, от которой еще доходит до нас прямо сколько-нибудь заметный процент рассеиваемых ими в направлении нас квантов), можно при расчетах считать, что атмосфера состоит из плоскопараллельных слоев.

Если бы в планетной атмосфере происходили лишь процессы чистого рассеяния, то при достаточно большой оптической толщине она отражала бы полностью всю падающую на нее энергию. Иными словами, альbedo планеты было бы в этом случае равно единице. Между тем наблюдения показывают, что альbedo многих планет, имеющих непрозрачные атмосферы, заметно меньше единицы. Отсюда следует, что энергия, поглощаемая в визуальных и фотографических лучах каким-либо элементарным объемом планетной атмосферы, не полностью рассеивается ею, а частично превращается в другие виды энергии, например в энергию тепловую. В согласии с общепринятыми в теории планетных атмосфер обозначениями мы будем здесь обозначать через λ относительную долю энергии данной частоты, которая рассеивается непосредственно после элементарного акта ее поглощения в той же частоте. (В теории звездных фотосфер эта величина обозначалась через ϵ_ν .) Тогда $1 - \lambda$ будет представлять собой долю энергии, которая после элементарного акта поглощения превращается в другие виды энергии и не переизлучается непосредственно в той же частоте, т. е. подвергается истинному поглощению.

Очевидно, что каждый элементарный объем атмосферы не только производит рассеяние проходящего через него света, но и является источником теплового излучения, поскольку благодаря упомянутым выше процессам частичного превращения поглощенной энергии в тепло (истинное поглощение) температура атмосферы может быть достаточно высока. Однако можно показать, что тепловое излучение планетных атмосфер при температурах, которые в них существуют, должно иметь место в основном в далекой инфракрасной области спектра, где длина волны больше 40 000 Å. Что касается теплового излучения в видимой и фотографических частях спектра, то оно при температурах, существующих в планетных атмосферах, должно быть ничтожно мало. Поэтому, хотя мы и встречаемся здесь с истинным поглощением ($\lambda < 1$), истинным излучением в визуальных и фотографических лучах можно пренебречь. Таким образом, в каждой из этих частот каждый элемент объема рассеивает только некоторую определенную долю поглощенной энергии, не излучая дополнительно ничего. При этом у рассеиваемой энергии сохраняется ее частота. Это означает, что, поскольку мы имеем дело с визуальным и фотографическим участками спектра, поле излучения в каждой частоте может рассматриваться независимо от полей излучения в других частотах. Если бы при этом энергия, рассеиваемая каждым элементом объема при элементарном акте, распределялась равномерно по всем направлениям, независимо от того, в каком на-

правлении она распространялась до этого акта (в этом случае говорят, что элемент объема имеет сферическую индикатрису рассеяния), то условие лучистого равновесия можно было бы написать в следующем виде:

$$4\pi j_\nu = \lambda \alpha_\nu \int I_\nu d\omega, \quad (33.1)$$

где $4\pi j_\nu$ есть энергия, излучаемая во все стороны единицей объема в единичном интервале частот, α_ν есть коэффициент ослабления света в рассматриваемой частоте, или коэффициент экстинкции, I_ν — интенсивность излучения, а $d\omega$ — элемент телесного угла.

Часто величину $s_\nu = \lambda \alpha_\nu$ называют коэффициентом рассеяния, а величину $k_\nu = (1 - \lambda) \alpha_\nu$ называют коэффициентом истинного поглощения. Величина λ вообще зависит от частоты ν .

На самом деле квант, шедший в каком-либо определенном направлении, после рассеяния имеет вообще неодинаковую вероятность быть излученным в том или ином направлении. Обозначим через θ , φ углы, определяющие направление движения кванта до рассеяния в некоторой сферической системе координат. После рассеяния квант испускается в направлении, определяемом углами θ' и φ' . Возьмем вокруг направления (θ', φ') элементарный телесный угол $d\omega'$. Какова вероятность, что после рассеяния квант получит направление, заключенное внутри некоторого $d\omega'$? Очевидно, что эта вероятность пропорциональна $d\omega'$ и должна вообще зависеть от угла между первоначальным (θ, φ) и конечным (θ', φ') направлениями кванта. Обозначим этот угол через γ . Тогда

$$\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos (\varphi - \varphi'). \quad (33.2)$$

Для искомой вероятности мы получаем выражение

$$dP = x(\cos \gamma) \frac{d\omega'}{4\pi}. \quad (33.3)$$

Функция $x(\cos \gamma)$ носит название *индикатрисы рассеяния*, или *фазовой функции*, характеризующей акт рассеяния.

Так как сумма вероятностей по всем направлениям должна быть равна единице, то из (33.3) мы получаем:

$$\int x(\cos \gamma) \frac{d\omega'}{4\pi} = 1. \quad (33.4)$$

В упомянутом выше случае равной вероятности рассеяния по всем направлениям (сферическая индикатриса рассеяния) мы должны иметь $x(\cos \gamma) = \text{const}$, а из (33.4) мы тогда сразу получим:

$$x(\cos \gamma) = 1. \quad (33.5)$$

В общем случае $x(\cos \gamma)$ представляет собой некоторую положительную функцию от $\cos \gamma$, которая может быть разложена в ряд по

многочленам Лежандра

$$x(\cos \gamma) = x_0 + x_1 P_1(\cos \gamma) + x_2 P_2(\cos \gamma) + \dots \quad (33.6)$$

При этом из (33.4) непосредственно следует, что

$$x_0 = 1. \quad (33.7)$$

При сферической индикатрисе рассеяния разложение (33.6) ограничивается, очевидно, одним членом.

Если задана индикатриса рассеяния, то при описанных выше условиях легко может быть написано условие лучистого равновесия. Именно, энергия, излучаемая в единичном интервале частот единицей объема в телесном угле $d\omega$ в единицу времени, должна равняться

$$j_\nu d\omega' = \lambda \alpha_\nu \int x(\cos \gamma) I_\nu(\theta, \varphi) \frac{d\omega}{4\pi} d\omega', \quad (33.8)$$

поскольку из каждого элементарного пучка направлений $d\omega$ единицей объема поглощается количество $\alpha_\nu I_\nu(\theta, \varphi) d\omega$, из которого рассеивается $\lambda \alpha_\nu I_\nu(\theta, \varphi) d\omega$, а для того чтобы узнать долю, рассеянную внутри $d\omega'$, мы должны были это количество помножить на $x(\cos \gamma) \frac{d\omega'}{4\pi}$ в соответствии с (33.3).

Сокращая (33.8) на $d\omega'$, получим условие монохроматического лучистого равновесия в форме

$$j_\nu = \lambda \alpha_\nu \int x(\cos \gamma) I_\nu(\theta, \varphi) \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (33.9)$$

Это уравнение должно рассматриваться вместе с уравнением переноса, которое в случае плоскопараллельных слоев при условии, если углы θ и θ' отсчитываются от направления внешней нормали, будет иметь вид

$$\cos \theta' \frac{dI_\nu}{dz} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu, \quad (33.10)$$

где j_ν зависит не только от высоты в атмосфере z , но и от направления θ', φ' .

Подставляя вместо j_ν выражение (33.9) и вводя оптическую глубину τ_ν в рассматриваемой частоте, мы получим интегро-дифференциальное уравнение

$$\cos \theta' \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - \lambda \int x(\cos \gamma) I_\nu(\theta, \varphi) \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (33.11)$$

содержащее только одну неизвестную функцию I_ν , зависящую от $\tau_\nu, \theta, \varphi$.

Введем следующие упрощения обозначений: штрихами будем обозначать угловые переменные, по которым ведется интегрирование, а те угловые переменные, по которым не ведется интегрирование,

будем писать без штрихов. Индекс ν не будем ставить вообще. Поскольку для каждой частоты поле излучения рассчитывается независимо от прочих частот, то это не может привести к недоразумениям.

Тогда (33.11) напишется в виде

$$\cos \theta \frac{dI}{d\tau} = I - \lambda \int x(\cos \gamma) I(\theta', \varphi') \frac{d\omega'}{4\pi}, \quad (33.12)$$

где $\cos \gamma$ определяется через (33.2).

Согласно физическому смыслу задачи наряду с уравнением (33.12) мы имеем следующие предельные условия: на внешней границе атмосферы ($\tau = 0$) интенсивность входящего излучения задана. Она равна нулю для всех направлений, кроме тех, под которыми падают прямые лучи Солнца.

Поток прямых солнечных лучей, измеряемый количеством энергии, падающей на единичную площадку, перпендикулярную к лучам, в единицу времени и в единичном интервале частот мы обозначим через πS . Поскольку в данном случае мы имеем дело с излучением, сосредоточенным в одном направлении, то во избежание употребления разрывных функций целесообразно не включать прямое излучение Солнца во введенную выше интенсивность излучения I , а подразумевать под I лишь интенсивность в поле диффузного излучения, рассеянного самой средой. Тогда полная интенсивность излучения будет равна сумме рассеянного излучения I и некоторой функции, которая отлична от нуля для всех направлений, но бесконечно велика в некотором направлении θ_0, φ_0 , именно, в направлении прямых лучей Солнца.

В результате этого в интеграл в правой части (33.12) должны войти оба эти слагаемых, и поскольку мы сохранили обозначение I только для интенсивности диффузного излучения (первое слагаемое), то вместо этого интеграла мы уже должны написать сумму

$$\lambda \int x(\cos \gamma) I(\theta', \varphi') \frac{d\omega'}{4\pi} + \lambda \frac{\pi S}{4\pi} x(\cos \gamma_0) e^{\tau_0 \sec \theta_0}, \quad (33.13)$$

где γ_0 есть угол между направлениями (θ, φ) и (θ_0, φ_0) , ибо суммарная интенсивность солнечных лучей вне атмосферы равна πS (т. е. интеграл по $d\omega'$ от интенсивности прямых солнечных лучей по всем направлениям, занимаемым диском Солнца, равен πS), но на оптической глубине τ эта интенсивность благодаря ослаблению прямых лучей (экстинкции) сведена к $\pi S e^{\tau \sec \theta_0}$. Поскольку θ_0 есть угол падающих лучей Солнца с внешней нормалью к атмосферным слоям, $\sec \theta_0$ имеет отрицательное значение.

При таком условии относительно смысла функции $I(\theta, \varphi)$ вместо уравнения (33.12) мы должны написать:

$$\cos \theta \frac{dI}{d\tau} = I - \lambda \int x(\cos \gamma) I(\theta', \varphi') \frac{d\omega'}{4\pi} + \frac{\lambda}{4} S x(\cos \gamma_0) e^{\tau_0 \sec \theta_0}, \quad (33.14)$$

причем в отношении I мы будем иметь уже простое предельное условие $I=0$ при $\tau=0$ и $\theta > \frac{\pi}{2}$, т. е. интенсивность входящего внутрь диффузного излучения на границе атмосферы равна нулю.

Решив уравнение (33.14), мы найдем значение $I(\theta', \varphi')$ для всех τ , т. е. для всех глубин в атмосфере и, в частности, для $\tau=0$. Найдя значение $I(\theta', \varphi')$ при $\tau=0$, мы тем самым определим распределение яркости по диску планеты. Полученный результат мы сможем тогда непосредственно сравнить с наблюдениями.

2. Принцип инвариантности и его применение. Обычно интегро-дифференциальное уравнение (33.14) заменяют получаемым из него при учете предельных условий интегральным уравнением, в котором неизвестной функцией является

$$B(\tau, \theta, \varphi) = \lambda \int x(\cos \gamma) I(\theta', \varphi') \frac{d\omega'}{4\pi} + \frac{\lambda}{4} S x(\cos \gamma_0) e^{\tau \sec \theta_0}. \quad (33.15)$$

Если в результате решения указанного интегрального уравнения станет известной функция $B(\tau, \theta, \varphi)$, то тогда уравнение (33.14) превратится в обычное неоднородное линейное дифференциальное уравнение, разрешаемое в квадратурах, и, в частности, будет найдено значение I для направлений, идущих наружу ($\theta < \frac{\pi}{2}$) при $\tau=0$. Величина же B определяет собой коэффициент излучения ε , поскольку согласно (33.9) и (33.15)

$$j = \alpha B(\tau, \theta, \varphi). \quad (33.16)$$

Таким образом, получается, что для определения значений I только на границе и сравнения этого результата с наблюдениями приходится определять значение неизвестной функции $B(\tau, \eta, \theta)$ или j на всех глубинах, для всех θ и φ . Поэтому, если исследователя интересует только распределение яркости по диску планеты, этот способ является чрезвычайно громоздким.

Короче говоря, в то время как нас интересует только некоторая функция двух переменных, т. е. значение $I(\theta, \varphi)$ при $\tau=0$, способ сведения задачи к интегральному уравнению заставляет нас найти функцию трех переменных $B(\tau, \theta, \varphi)$.

Встает вопрос, нельзя ли составить такое уравнение, из которого получалось бы прямо значение $I(\theta, \varphi)$ на границе $\tau=0$?

Оказывается, что такое уравнение можно составить. В него в качестве неизвестной функции будет входить только значение $I(0, \theta, \varphi)$, т. е. угловое распределение выходящего излучения. Более того, получаемое уравнение сразу раскрывает (даже без детального решения) структуру функции $I(0, \theta, \varphi)$.

Для вывода нужного нам уравнения мы будем исходить из принципа инвариантности, который широко применяется за последнее время в задачах теории рассеяния света.

Рассматриваемая нами задача сводится к следующему: на внешнюю границу среды бесконечно большой оптической толщи падает в направлении, определяемом углами θ_0, φ_0 , поток параллельных лучей. В результате процессов рассеяния, совершающихся в среде, какая-то доля лучей как бы отражается от среды, причем отражение это происходит во всех направлениях. Такое отражение называется *диффузным отражением*. Мы ищем интенсивность диффузно-отраженного излучения. Очевидно, интенсивность диффузно-отраженного света будет функцией как углов падения θ_0, φ_0 , так и углов отражения θ, φ . Мы можем поэтому написать:

$$I = I(\theta, \varphi; \theta_0, \varphi_0).$$

Очевидно также, что отраженная интенсивность будет пропорциональна интенсивности падающих лучей, т. е. величине S . Поэтому

$$I(\theta, \varphi; \theta_0, \varphi_0) = Sr(\theta, \varphi; \theta_0, \varphi_0). \quad (33.17)$$

Величину $r(\theta, \varphi; \theta_0, \varphi_0)$ можно назвать *коэффициентом диффузного отражения*. При этом в отличие от предыдущего мы в дальнейшем будем отсчитывать угол θ_0 от внутренней нормали, так как это удобнее и не может привести ни к каким недоразумениям. Угол θ попрежнему будем отсчитывать от внешней нормали.

Принцип инвариантности в применении к рассматриваемой задаче заключается в том, что диффузно-отражательная способность среды бесконечно большой оптической толщи, состоящей из плоскопараллельных слоев, не должна измениться, если к ней со стороны внешней границы добавить плоский слой конечной оптической толщи, элементы которого обладают теми же оптическими свойствами, что и элементы первоначальной среды. Последнее означает, что коэффициент λ и индикатриса рассеяния в добавленном слое таковы же, как и в первоначальной среде. При этом для простоты мы сначала рассмотрим случай сферической индикатрисы рассеяния, когда $x(\cos \gamma) = 1$.

Обозначим границу среды до добавления слоя через A , а новую границу, получившуюся после добавления слоя, — через A' . Обозначим, далее, оптическую толщину добавленного слоя через $\Delta\tau$. Поскольку выбор $\Delta\tau$ зависит от нас, то мы выберем эту величину столь малой, что квадратом ее можно пренебречь по сравнению с $\Delta\tau$. Найдем те изменения в интенсивности диффузно-отраженного от среды излучения, которые происходят в результате прибавления слоя $\Delta\tau$, и приравняем алгебраическую сумму этих изменений нулю.

Перечислим эти изменения:

1) Излучение от Солнца, проходя через дополнительный слой, ослабляется в $\left(1 - \frac{\Delta\tau}{\cos \theta_0}\right)$ раз. После диффузного отражения от границы A излучение ослабляется в $\left(1 - \frac{\Delta\tau}{\cos \theta}\right)$ раз. Поэтому вместо интенсивности

$I(\theta, \theta_0)$ выйдет наружу интенсивность

$$I(\theta, \theta_0) \left(1 - \frac{\Delta\tau}{\cos \theta_0}\right) \left(1 - \frac{\Delta\tau}{\cos \theta}\right).$$

Заметим, что вследствие сферичности индикатрисы рассеяния интенсивность отраженного света уже не будет зависеть от азимутов падающего и выходящего лучей, вследствие чего мы вместо $I(\theta, \varphi; \theta_0, \varphi_0)$ пишем уже просто $I(\theta, \theta_0)$.

Таким образом, вследствие ослабления падающего и диффузно-отраженного лучей в дополнительном слое интенсивность диффузно-отраженного излучения уменьшится на

$$I(\theta, \theta_0) \Delta\tau \left(\frac{1}{\cos \theta} + \frac{1}{\cos \theta_0}\right).$$

2) Дополнительный слой $\Delta\tau$ непосредственно рассеивает в направлении θ часть падающего на него прямого излучения Солнца. В результате этого интенсивность диффузно-отраженного света увеличится на

$$\frac{\lambda}{4\pi} \pi S \frac{\Delta\tau}{\cos \theta}.$$

3) Дополнительный слой $\Delta\tau$, рассеивая падающие на него прямые лучи Солнца, направляет часть энергии этих лучей к границе A под различными углами θ' к нормали. От границы A они претерпевают диффузное отражение; в результате получается дополнительное излучение с интенсивностью

$$\int_0^\pi d\theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' I(\theta, \theta') \frac{\sin \theta'}{\cos \theta'} \frac{\lambda}{4\pi} \Delta\tau,$$

что после интегрирования по φ' дает:

$$\frac{\lambda}{2} \Delta\tau \int_0^\pi I(\theta, \theta') \frac{\sin \theta' d\theta'}{\cos \theta'}.$$

4) Дополнительный слой, поглощая некоторую долю света, диффузно-отраженного от границы A , часть этого света рассеивает в заданном направлении θ . Интенсивность этого излучения будет равна:

$$\frac{\lambda}{4\pi} \frac{\Delta\tau}{\cos \theta} \int_0^\pi d\theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' I(\theta', \theta_0) \sin \theta' = \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta\tau}{\cos \theta} \int_0^\pi I(\theta', \theta_0) \sin \theta' d\theta'.$$

5) Прямые солнечные лучи диффузно отражаются от границы A , рассеиваются добавочным слоем $\Delta\tau$ обратно в сторону A и снова

диффузно отражаются от поверхности A . Это дает дополнительное излучение:

$$\begin{aligned} \Delta\tau \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{I(\theta, \theta'')}{\pi S} \frac{\sin \theta'' d\theta'' d\varphi''}{\cos \theta''} \frac{\lambda}{4\pi} \int_0^\pi d\theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' I(\theta', \theta_0) \sin \theta' = \\ = \lambda \Delta\tau \int_0^\pi \frac{I(\theta, \theta'')}{S} \frac{\sin \theta''}{\cos \theta''} d\theta'' \int_0^\pi I(\theta', \theta_0) \sin \theta' d\theta'. \end{aligned}$$

Все остальные приращения излучения имеют второй и более высокий порядок по отношению к $\Delta\tau$.

Последние четыре положительные приращения должны компенсировать первое отрицательное приращение для того, чтобы интенсивность диффузно-отраженного света осталась неизменной, несмотря на прибавление слоя.

Поэтому, пренебрегая величинами второго порядка по отношению к $\Delta\tau$, находим:

$$\begin{aligned} I(\theta, \theta_0) \Delta\tau \left(\frac{1}{\cos \theta} + \frac{1}{\cos \theta_0} \right) = \frac{\lambda}{4} S \frac{\Delta\tau}{\cos \theta} + \frac{\lambda}{2} \Delta\tau \int_0^\pi I(\theta, \theta') \frac{\sin \theta' d\theta'}{\cos \theta'} + \\ + \frac{\lambda}{2} \frac{\Delta\tau}{\cos \theta} \int_0^\pi I(\theta', \theta_0) \sin \theta' d\theta' + \\ + \frac{\lambda \Delta\tau}{S} \int_0^\pi I(\theta, \theta'') \frac{\sin \theta''}{\cos \theta''} d\theta'' \int_0^\pi I(\theta', \theta_0) \sin \theta' d\theta'. \end{aligned}$$

Разделим обе части этого уравнения на $\Delta\tau$. Кроме того, введем вместо углов θ и θ_0 их косинусы:

$$\cos \theta = \eta, \quad \cos \theta_0 = \xi, \quad \cos \theta' = \eta'. \quad (33.18)$$

Тогда найдем, что условие инвариантности дает:

$$\begin{aligned} I(\eta, \xi) \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\xi} \right) = \frac{\lambda}{4} S \frac{1}{\eta} + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 I(\eta, \eta') \frac{d\eta'}{\eta'} + \\ + \frac{\lambda}{2\eta} \int_0^1 I(\eta', \xi) d\eta' + \frac{\lambda}{S} \int_0^1 I(\eta, \eta'') \frac{d\eta''}{\eta''} \int_0^1 I(\eta', \xi) d\eta'. \quad (33.19) \end{aligned}$$

Наконец, введем в это уравнение вместо $I(\eta, \xi)$ функции $r(\eta, \xi)$ согласно уравнению (33.17), т. е. считая, что

$$I(\eta, \xi) = S r(\eta, \xi). \quad (33.20)$$

Тогда приходим к функциональному уравнению для $r(\eta, \xi)$

$$r(\eta, \xi) \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\xi} \right) = \frac{\lambda}{4} \frac{1}{\eta} + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 r(\eta, \eta') \frac{d\eta'}{\eta'} + \\ + \frac{\lambda}{2\eta} \int_0^1 r(\eta', \xi) d\eta' + \lambda \int_0^1 r(\eta, \eta'') \frac{d\eta''}{\eta''} \int_0^1 r(\eta', \xi) d\eta', \quad (33.21)$$

которое может быть написано также в виде

$$r(\eta, \xi) \left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\xi} \right) = \frac{\lambda}{4\eta} \left[1 + 2\eta \int_0^1 r(\eta, \eta') \frac{d\eta'}{\eta'} \right] \left[1 + 2 \int_0^1 r(\eta', \xi) d\eta' \right]. \quad (33.22)$$

Если, далее, обозначим:

$$r(\eta, \xi) = \xi \rho(\eta, \xi), \quad (33.23)$$

то для функции $\rho(\eta, \xi)$, обычно называемой *коэффициентом яркости* диффузно-отражающего слоя, мы будем иметь:

$$\rho(\eta, \xi) (\eta + \xi) = \frac{\lambda}{4} \left[1 + 2\eta \int_0^1 \rho(\eta, \eta') d\eta' \right] \left[1 + 2\xi \int_0^1 \rho(\eta', \xi) d\eta' \right]. \quad (33.24)$$

Нетрудно видеть, что если уравнению (33.24) удовлетворяет некоторая функция $\rho(\eta, \xi)$, то ему должна удовлетворять также функция $\rho(\xi, \eta)$. Однако поскольку уравнение (33.24) должно иметь по своему физическому смыслу только одно единственное решение, то функция $\rho(\eta, \xi)$ должна быть симметричной:

$$\rho(\eta, \xi) = \rho(\xi, \eta). \quad (33.25)$$

Но в таком случае становится очевидным, что правая часть (33.24) представляет собой произведение некоторой функции от η на ту же самую функцию от ξ . Обозначим эту функцию в первом случае через $\varphi(\eta)$, а во втором — через $\varphi(\xi)$. Итак,

$$\varphi(\eta) = 1 + 2\eta \int_0^1 \rho(\eta, \eta') d\eta' \quad (33.26)$$

и

$$\rho(\eta, \xi) = \frac{\lambda}{4} \frac{\varphi(\eta) \varphi(\xi)}{\eta + \xi}. \quad (33.27)$$

Формула (33.27), не давая еще явного выражения для функции $\rho(\eta, \xi)$, раскрывает структуру этой функции.

Если мы сможем определить вспомогательную функцию $\varphi(\eta)$, то тем самым найдем и коэффициент яркости $\rho(\eta, \xi)$. Для получения уравнения для $\varphi(\eta)$ подставим (33.27) в (33.26). Получаем:

$$\varphi(\eta) = 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \int_0^1 \frac{\varphi(\eta) \varphi(\xi)}{\eta + \xi} d\xi. \quad (33.28)$$

Это и есть функциональное уравнение для функции $\varphi(\eta)$. Таким образом, решение функционального уравнения (33.24) нами приведено к решению более простого функционального уравнения (33.28), которое легко разрешается численно. При этом удобнее всего применить метод последовательных приближений, сводящийся к тому, что в правую часть подставляется приближенное значение функции $\varphi(\eta)$ и тогда левая часть дает значение следующего приближения. В качестве исходного, нулевого приближения лучше всего взять среднее значение функции $\varphi(\eta)$ в промежутке $(0, 1)$, т. е.

$$\varphi_0 = \int_0^1 \varphi(\eta) d\eta.$$

Точное значение этого интеграла легко получить. Для этого проинтегрируем (33.28) по η :

$$\begin{aligned} \int_0^1 \varphi(\eta) d\eta &= 1 + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\varphi(\eta) \varphi(\xi) \eta}{\eta + \xi} d\eta d\xi = \\ &= 1 + \frac{\lambda}{4} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\varphi(\eta) \varphi(\xi) \eta}{\eta + \xi} d\eta d\xi + \frac{\lambda}{4} \int_0^1 \int_0^1 \frac{\varphi(\eta) \varphi(\xi) \xi}{\eta + \xi} d\eta d\xi, \end{aligned}$$

так как последние два интеграла равны между собой, как отличающиеся только обозначением переменных интегрирования. Складывая эти интегралы, получаем:

$$\int_0^1 \varphi(\eta) d\eta = 1 + \frac{\lambda}{4} \int_0^1 \varphi(\eta) d\eta \int_0^1 \varphi(\xi) d\xi,$$

или

$$\varphi_0 = 1 + \frac{\lambda}{4} \varphi_0^2,$$

откуда

$$\varphi_0 = \int_0^1 \varphi(\eta) d\eta = \frac{2 - 2\sqrt{1 - \lambda}}{\lambda}.$$

Подставляя это значение вместо $\varphi(\eta)$ в правую часть (33.28), мы получим следующее приближение для $\varphi(\eta)$ и т. д.

Например, в первом приближении будем иметь:

$$\varphi(\eta) = 1 + (1 - \sqrt{1 - \lambda}) \eta \lg \frac{1 + \eta}{\eta}.$$

В таблице 30 приводятся численные значения вспомогательной функции $\varphi(\eta)$ для $\lambda = 0,4; 0,5; \dots; 1,0$. Для малых значений λ достаточно ограничиться первым приближением и поэтому для них численные значения $\varphi(\eta)$ не приводятся.

Т а б л и ц а 30

$\lambda \backslash \eta$	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,0	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,1	1,06	1,07	1,09	1,11	1,14	1,17	1,25
0,2	1,09	1,11	1,15	1,18	1,23	1,29	1,45
0,3	1,11	1,14	1,19	1,24	1,30	1,39	1,64
0,4	1,13	1,17	1,22	1,28	1,36	1,48	1,83
0,5	1,14	1,19	1,25	1,32	1,41	1,56	2,01
0,6	1,15	1,20	1,27	1,35	1,46	1,63	2,19
0,7	1,16	1,22	1,29	1,38	1,50	1,69	2,38
0,8	1,17	1,23	1,31	1,40	1,54	1,75	2,55
0,9	1,18	1,24	1,32	1,42	1,57	1,80	2,73
1,0	1,18	1,25	1,34	1,44	1,60	1,85	2,91

Таблицей 30 нужно пользоваться следующим образом: на основании (33.20), (33.23) и (33.27) мы имеем в случае сферической индикатрисы рассеяния:

$$I(\eta, \xi) = \frac{\lambda}{4} S \xi \frac{\varphi(\eta) \varphi(\xi)}{\eta + \xi}. \quad (33.29)$$

Для каждой точки диска планеты рассчитывается косинус угла падения солнечных лучей ξ и косинус зенитного расстояния η , под которым видна Земля с этой точки планеты. Величина S может быть определена, поскольку расстояние планеты от Солнца всегда известно. Приняв некоторое λ , мы можем тогда вычислить интенсивность I и сравнить с наблюдением. Если при каком-либо λ значения, вычисляемые по формуле (33.29) и таблице 30, достаточно хорошо согласуются с яркостями разных точек диска планеты, то можно заключить, что предположение о сферичности индикатрисы рассеяния справедливо по крайней мере в пределах точности наблюдений.

Заметим, что в случае далеких внешних планет, начиная с Юпитера, не только в оппозиции, но и на значительном удалении от

оппозиции можно принять, что углы θ и θ_0 равны между собой, т. е. $\eta = \xi$. В таком случае формула (33.29) сводится к

$$I(\eta) = \frac{\lambda}{8} S [\varphi(\eta)]^2, \quad (33.30)$$

и мы видим, что наибольший теоретически возможный контраст между центром диска ($\eta = 1$) и краем ($\eta = 0$) будет при $\lambda = 1$, когда

$$I(1) : I(0) = 8,41.$$

На самом деле наблюдаемые у внешних планет контрасты имеют меньшую величину, что связано с тем, что $\lambda < 1$.

3. Обобщение на случай асферической индикатрисы рассеяния. В случае асферической индикатрисы рассеяния как коэффициент диффузного отражения r , так и коэффициент яркости ρ , связанные между собой соотношением

$$r = \xi \rho,$$

будут зависеть не только от углов падения и отражения, но и от разности азимутов отраженного и падающего лучей. Таким образом,

$$\rho = \rho(\eta, \xi; \varphi - \varphi_0). \quad (33.31)$$

Применение принципа инвариантности в этом общем случае производится таким же образом, как и в случае сферической индикатрисы рассеяния. Только формулы в общем случае более сложны. Однако в принципе производятся те же самые преобразования. Поэтому мы не будем их здесь приводить. Приведем лишь окончательный результат.

Коэффициент яркости ρ представляется в виде суммы

$$\rho(\eta, \xi; \varphi - \varphi_0) = \sum_{m=0}^n f_m(\eta, \xi) \cos m(\varphi - \varphi_0),$$

где число n равно номеру наивысшего многочлена Лежандра в разложении (33.6) индикатрисы рассеяния, коэффициент при котором отличен от нуля.

Что касается функций $f_m(\eta, \xi)$, то они выражаются через некоторые вспомогательные функции $\varphi_i^m(\eta)$ ($i = m, m + 1, \dots, n$), каждая из которых зависит лишь от одной переменной. Эти вспомогательные функции определяются из некоторых систем функциональных уравнений. При этом для каждой функции с данным m мы имеем свою отдельную систему функциональных уравнений, которая разрешается независимо от остальных.

Именно, для разных $f_m(\eta, \xi)$ имеем следующую структуру:

$$\begin{aligned}
 f_0(\eta, \xi) &= \frac{\lambda}{4} \frac{\varphi_0^0(\eta) \varphi_0^0(\xi) - x_1 \varphi_1^0(\eta) \varphi_1^0(\xi) + \dots + (-1)^n x_n \varphi_n^0(\eta) \varphi_n^0(\xi)}{\eta + \xi}, \\
 &\dots \dots \dots \\
 f_m(\eta, \xi) &= \frac{\lambda}{4} \times \\
 &\times \frac{x_m \varphi_m^m(\eta) \varphi_m^m(\xi) - x_{m+1} \varphi_{m+1}^m(\eta) \varphi_{m+1}^m(\xi) + \dots + (-1)^{n-m} x_n \varphi_n^m(\eta) \varphi_n^m(\xi)}{\eta + \xi}, \\
 &\dots \dots \dots \\
 f_n(\eta, \xi) &= \frac{\lambda}{4} x_n \frac{\varphi_n^n(\eta) \varphi_n^n(\xi)}{\eta + \xi}.
 \end{aligned}$$

Входящие в эти выражения вспомогательные функции определяются из следующих систем функциональных уравнений:

$$\begin{aligned}
 \varphi_0^0(\eta) &= 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \varphi_0^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_0^0(\xi)}{\eta + \xi} d\xi - \frac{\lambda}{2} x_1 \eta \varphi_1^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_1^0(\xi)}{\eta + \xi} d\xi + \dots \\
 &\dots + (-1)^n x_n \eta \varphi_n^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_n^0(\xi)}{\eta + \xi} d\xi, \\
 \varphi_1^0(\eta) &= \eta - \frac{\lambda}{2} \eta \varphi_0^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_0^0(\xi) \xi}{\eta + \xi} d\xi + \frac{\lambda}{2} x_1 \eta \varphi_1^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_1^0(\xi) \xi}{\eta + \xi} d\xi + \dots \\
 &\dots + (-1)^{n-1} x_n \eta \varphi_n^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_n^0(\xi) \xi}{\eta + \xi} d\xi, \\
 &\dots \dots \dots \\
 \varphi_n^0(\eta) &= P_n(\eta) + (-1)^n \frac{\lambda}{2} \eta \varphi_0^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_0^0(\xi) P_n(\xi)}{\eta + \xi} d\xi + \\
 &+ (-1)^{n+1} x_1 \eta \varphi_1^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_1^0(\xi) P_n(\xi)}{\eta + \xi} d\xi + \dots + x_n \eta \varphi_n^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_n^0(\xi) P_n(\xi)}{\eta + \xi} d\xi.
 \end{aligned}$$

Аналогичные системы будут для функции с другими значениями верхнего индекса m , причем вместо многочленов Лежандра будут входить соответствующие присоединенные функции Лежандра $P_n^m(\eta)$. В частности, $\varphi_n^n(\eta)$ будет удовлетворять уравнению

$$\varphi_n^n(\eta) = (1 - \eta)^{\frac{n}{2}} + \frac{\lambda}{2} x_n \eta \varphi_n^n(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_n^n(\xi) (1 - \xi)^{\frac{n}{2}}}{\eta + \xi} d\xi.$$

Хотя внешне эти системы функциональных уравнений кажутся весьма сложными, однако они легко решаются численно, методом последовательных приближений и в каждом конкретном случае дают сравнительно простые результаты.

Так, в случае простейшей несферической индикатрисы рассеяния

$$x(\cos \gamma) = 1 + x_1 \cos \gamma$$

коэффициент яркости равен:

$$\begin{aligned} \varphi(\eta, \xi; \varphi - \varphi_0) = \\ = \frac{\lambda}{4} \frac{\varphi_0^0(\eta) \varphi_0^0(\xi) - x_1 \varphi_1^0(\eta) \varphi_1^0(\xi)}{\eta + \xi} + \frac{\lambda}{4} x_1 \frac{\varphi_1'(\eta) \varphi_1'(\xi)}{\eta + \xi} \cos(\varphi - \varphi_0), \end{aligned}$$

где первые две вспомогательные функции $\varphi_0^0(\eta)$ и $\varphi_1^0(\eta)$ определяются из системы

$$\begin{aligned} \varphi_0^0(\eta) &= 1 + \frac{\lambda}{2} \eta \varphi_0^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_0^0(\xi)}{\eta + \xi} d\xi - \frac{\lambda}{2} x_1 \eta \varphi_1^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_1^0(\xi)}{\eta + \xi} d\xi, \\ \varphi_1^0(\xi) &= \eta - \frac{\lambda}{2} \eta \varphi_0^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_0^0(\xi) \xi}{\eta + \xi} d\xi + \frac{\lambda}{2} x_1 \eta \varphi_1^0(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_1^0(\xi) \xi}{\eta + \xi} d\xi, \end{aligned}$$

а функция $\varphi_1^{(1)}(\eta)$ находится из уравнения

$$\varphi_1^{(1)}(\eta) = \sqrt{1 - \eta} + \frac{\lambda}{4} x_1 \eta \varphi_1'(\eta) \int_0^1 \frac{\varphi_1'(\xi)}{\eta + \xi} \sqrt{1 - \xi} d\xi.$$

Эти уравнения разрешаются легко, а затабулированные в результате численного решения вспомогательные функции дают возможность сразу вычислить коэффициент яркости.

Заметим, что, как показывает теория, не только коэффициент диффузного отражения атмосферы, но и коэффициент диффузного пропускания при весьма большой оптической толще атмосферы определяется через те же вспомогательные функции.

Приведенные здесь системы функциональных уравнений для вспомогательных функций $\varphi_i^m(\eta)$ являются системами нелинейных уравнений. В работе В. В. Соболева было, однако, показано, что эти же самые вспомогательные функции удовлетворяют некоторым линейным интегральным уравнениям [79].

Приведенные выше расчеты не учитывают явления поляризации света при элементарных актах рассеяния и вытекающей отсюда

поляризованности диффузно-отраженного и диффузно-пропущенного излучения. Точная теория рассеяния света в мутной среде с учетом явления поляризации была разработана В. В. Соболевым еще в 1943 г. Результаты исследования Соболева позднее были опубликованы [68].

§ 34. Сравнение теории с наблюдениями

1. Альbedo планетной атмосферы. Зная для каждого направления интенсивность диффузного излучения, выходящего из планетной атмосферы, мы можем вычислить и полный поток диффузно-отраженного света с одного квадратного сантиметра границы атмосферы. Он, очевидно, будет равен:

$$\pi H = \int_0^1 d\eta \int_0^{2\pi} I(\eta, \xi, \varphi - \varphi_0) \eta d\varphi.$$

В случае сферической индикатрисы рассеяния I не зависит от азимута и поэтому

$$\pi H = 2\pi \int_0^1 I(\eta, \xi) \eta d\eta = 2\pi S \int_0^1 r(\eta, \xi) \eta d\eta.$$

Введя вместо коэффициента диффузного отражения r коэффициент яркости ρ , будем иметь:

$$\pi H = 2\pi S \xi \int_0^1 \rho(\eta, \xi) \eta d\eta.$$

С другой стороны, поскольку интенсивность прямых солнечных лучей равна πS , то поток их, падающий на один квадратный сантиметр границы атмосферы, равен $\pi S \xi$, где ξ — попрежнему угол падения солнечных лучей. Деля поток выходящего излучения πH на поток падающих лучей, мы получим *альbedo планетной атмосферы*:

$$A = \frac{\pi H}{\pi S \xi} = 2 \int_0^1 \rho(\eta, \xi) \eta d\eta. \quad (34.1)$$

Вычислим для случая сферической индикатрисы рассеяния альbedo A , которое будет вообще зависеть от угла падения. Для этого подставим (33.27) в (34.1):

$$A = \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{\varphi(\eta) \varphi(\xi)}{\eta + \xi} \eta d\eta. \quad (34.2)$$

Вводя

$$\frac{\eta}{\eta + \xi} = 1 - \frac{\xi}{\eta + \xi},$$

мы найдем

$$A = \frac{\lambda}{2} \varphi(\xi) \int_0^1 \varphi(\eta) d\eta - \frac{\lambda \xi}{2} \int_0^1 \frac{\varphi(\eta) \varphi(\xi)}{\eta + \xi} d\eta. \tag{34.3}$$

Второй член правой части (34.3) может быть найден прямо из (32.28) путем переобозначения переменных и оказывается равным $\varphi(\xi) - 1$. Учитывая это, а также вычисленное нами на основании (33.28) значение $\int_0^1 \varphi(\eta) d\eta$, получим:

$$A = 1 - \varphi(\xi) \sqrt{1 - \lambda}. \tag{34.4}$$

По этой формуле легко подсчитать численные значения альбедо для различных ξ и λ , помня, конечно, что $\varphi(\xi)$ зависит от параметра λ . Аналогичные вычисления можно произвести также для асферической индикатрисы рассеяния. Мы приводим в таблице 31 численные значения альбедо для случая сферической индикатрисы рассеяния.

Т а б л и ц а 31

$\lambda \backslash \xi$	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,0	0,23	0,29	0,37	0,45	0,55	0,68	1,00
0,1	0,18	0,24	0,31	0,39	0,49	0,63	1,00
0,2	0,16	0,21	0,28	0,35	0,45	0,59	1,00
0,3	0,14	0,19	0,25	0,32	0,42	0,56	1,00
0,4	0,13	0,17	0,23	0,30	0,39	0,53	1,00
0,5	0,12	0,16	0,21	0,28	0,37	0,51	1,00
0,6	0,11	0,15	0,20	0,26	0,35	0,49	1,00
0,7	0,10	0,14	0,19	0,25	0,33	0,47	1,00
0,8	0,10	0,13	0,17	0,23	0,31	0,45	1,00
0,9	0,09	0,12	0,16	0,22	0,30	0,43	1,00
1,0	0,08	0,12	0,15	0,21	0,29	0,41	1,00

Зная альбедо A в отношении лучей, падающих на данный участок планетной атмосферы под определенным углом, мы легко можем вычислить и так называемое сферическое альбедо. Под *сферическим альбедо* понимают отношение количества излучения, отраженного от всей планеты (от ее атмосферы), к количеству излучения, падающего на планету (на границу ее атмосферы).

Полное количество излучения, падающего на планету, очевидно, равно $\pi R^2 \cdot \pi S$, где R — радиус планеты. Что касается диффузно-

отраженной энергии, то она выразится через интеграл

$$2\pi R^2 \int_0^R \pi H(r) d\sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}},$$

где r — расстояние в проекции от центра освещенного диска до некоторой точки на поверхности планеты.

Но

$$\frac{r}{R} = \sin \theta_0 = \sqrt{1 - \xi^2}$$

и

$$\pi' H(r) = A(\xi) \xi \pi S.$$

Поэтому полное количество отраженной энергии равно:

$$2\pi R^2 \pi S \int_0^1 A(\xi) \xi d\xi,$$

откуда для сферического альbedo (обозначим его A^*) имеем:

$$A^* = 2 \int_0^1 A(\xi) \xi d\xi. \quad (34.5)$$

В случае сферической индикатрисы рассеяния будем отсюда иметь на основании (34.4):

$$A^* = 1 - 2\sqrt{1 - \lambda} \int_0^1 \varphi(\xi) \xi d\xi. \quad (34.6)$$

Значения сферического альbedo A^* , вычисленные на основании этой формулы, приводятся в таблице 32.

Т а б л и ц а 32

λ	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
A^*	0,11	0,15	0,19	0,26	0,34	0,48	1,0

Таким образом, по λ можно определить сферическое альbedo и обратно по A^* можно найти λ , если известна индикатриса рассеяния.

2. Сравнение с наблюдениями. Сравнение приведенных выше теоретических расчетов для сферической индикатрисы рассеяния с результатами произведенных В. В. Шароновым абсолютных определе-

ний коэффициента диффузного отражения для Юпитера показало, что наблюдаемое распределение яркости по диску Юпитера хорошо согласуется с теоретическим при $\lambda = 0,969$.

Однако следует отметить, что в пределах точности наблюдений то же самое распределение яркости по диску Юпитера может быть объяснено предположением о какой-либо другой несферической индикатрисе рассеяния, но при некотором другом значении λ . Этот пример показывает, что для тех планет, у которых угол фазы почти не меняется (Юпитер, Сатурн и т. д.), трудно определить индикатрису рассеяния из одних наблюдений над распределением яркости.

Совершенно иное положение имеем мы для Венеры, которая наблюдается нами со всевозможными углами фазы. В этом случае форма индикатрисы рассеяния довольно существенным образом влияет даже на кривую блеска планеты. В. В. Соболев, используя наблюденную кривую блеска, построенную Расселом, сумел на основании сравнения с созданной им приближенной теорией диффузного отражения при произвольной индикатрисе рассеяния найти индикатрису рассеяния для атмосферы Венеры. Оказалось, что параметр λ для атмосферы этой планеты равен 0,989, а индикатриса рассеяния представляется функцией, численные значения которой приведены в таблице 33.

Т а б л и ц а 33

γ	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	135°	150°	165°	180°
$x(\gamma)$	7,2	6,0	2,7	1,5	1,0	0,07	0,51	0,40	0,35	0,41	0,56	0,65	0,70

Интересно сравнить индикатрису рассеяния в атмосфере Венеры с индикатрисой рассеяния в атмосфере Земли. О рассеивающих свойствах земной атмосферы мы судим не на основе процессов диффузного отражения, а уже на основе исследования процессов диффузного пропускания. При этом, несмотря на сравнительно малую величину оптической толщи земной атмосферы (когда она свободна от облаков), порядка 0,3 в видимой части спектра, важно, как показал В. В. Соболев, учитывать не только рассеяние первого порядка, но и рассеяния высших порядков, т. е. основываться на достаточно строгой теории. Определение индикатрисы рассеяния в земной атмосфере было произведено многими авторами. Наиболее интересные результаты были получены Е. В. Пясковской-Фесенковой и В. В. Соболевым. В. В. Соболев вывел свое определение из наблюдений над распределением яркости по небу, произведенных летом 1943 г. в Елабуге работниками Астрономической обсерватории Ленинградского государственного университета.

Результаты его определения приводятся в таблице 34.

Т а б л и ц а 34

γ	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°	105°	120°	135°	150°	165°	180°
$x(\cos \gamma)$	4,6	3,3	1,9	1,3	0,94	0,75	0,64	0,65	0,72	0,85	1,03	1,1	1,2

Сравнение таблицы 33 с таблицей 34 показывает, что индикатриса рассеяния атмосферы Венеры более вытянута вперед (в направлении малых углов отклонения), чем индикатриса атмосферы Земли.

Как легко видеть, степень вытянутости вперед индикатрисы рассеяния оценивается прежде всего коэффициентом разложения x_1 при многочлене $P_1(\cos \gamma) = \cos \gamma$ в формуле (33.6). Для сферической индикатрисы, а также для индикатрис, удовлетворяющих условию $x(\gamma) = x(180^\circ - \gamma)$, т. е. симметричных по отношению к направлению $\gamma = 90^\circ$, мы имеем $x_1 = 0$. Для индикатрис, вытянутых вперед, $x_1 > 0$, а для вытянутых назад $x_1 < 0$. В случае индикатрис, весьма резко, иглообразно вытянутых вперед, т. е. когда рассеяние заключается лишь в небольшом отклонении от первоначального направления, $x_1 = 3$. В случае такой же вытянутости назад $x_1 = -3$. Таким образом, значение x_1 дает первое грубое представление о характере вытянутости индикатрисы.

Если бы рассеяние в атмосфере Земли или Венеры было бы чисто молекулярным, то индикатриса рассеяния имела бы форму, полученную еще Релеем:

$$x(\cos \gamma) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \gamma).$$

У релеевской индикатрисы коэффициент x_1 равен нулю, т. е. она не обладает односторонней вытянутостью. Значительная вытянутость индикатрис рассеяния в атмосферах Земли и Венеры говорит о том, что в обоих этих случаях, кроме чисто молекулярного рассеяния, которое, конечно, всегда имеет место, существует дополнительное рассеяние света более крупными жидкими или твердыми взвешенными в атмосфере частицами. Поскольку количество взвешенных частиц в различных частях атмосферы может не быть пропорциональным числу рассеивающих молекул газа, то индикатриса должна меняться с высотой в атмосфере, что сильно усложняет теорию. В частности, на Земле дымка, вызываемая мелкими взвешенными частицами, более сосредоточена в нижних слоях атмосферы.

Степень вытянутости индикатрисы рассеяния зависит от размеров рассеивающих частиц. В частности, прозрачные частицы (капли воды и другие жидкие капли) имеют тем более вытянутую вперед индикатрису

рассеяния, чем больше их диаметр. Вот почему на основании сравнения таблиц 33 и 34 мы можем сказать, что рассеяние в атмосфере Венеры связано с более крупными частицами, чем в атмосфере Земли. При этом, однако, следует учесть, что при выводе индикатрисы рассеяния земной атмосферы рассматривался случай отсутствия облаков. Между тем как раз в облаках могут находиться более крупные водяные капли. В случае же атмосферы Венеры мы имеем сплошную облачность и полученная для нее индикатриса характеризует в основном свойства частиц этих облаков.

Теория рассеяния света, развитая выше для случая среды бесконечно большой оптической толщи, может быть обобщена на среды конечной оптической толщи. При этом наряду с коэффициентами диффузного отражения света приходится иметь дело с коэффициентом диффузного пропускания. В связи с этим число вспомогательных функций, зависящих от одной переменной, из которых построены функции, дающие значения этих коэффициентов, удваивается. Соответственно удваивается и число уравнений в системе функциональных уравнений для этих вспомогательных функций.

Особое место занимает предельный случай больших оптических толщ. Коэффициент диффузного отражения при $\tau \rightarrow \infty$ стремится к коэффициенту диффузного отражения для бесконечно толстого слоя. А коэффициент диффузного пропускания стремится к произведению $f(\tau_0)u(\theta)$, где $u(\theta)$ зависит только от θ и не зависит от направления первоначального излучения, вступившего в среду с другой стороны. Таким образом, в пределе относительное распределение пропущенного излучения по направлениям остается неизменным.

С таким случаем диффузного проникания излучения через среду весьма большой оптической толщи мы имеем дело в земной атмосфере при равномерной и достаточно мощной облачности. Наблюдения показывают, что относительное распределение яркости по облачному небу при сплошной и однородной облачности мало меняется ото дня ко дню, если отвлечься от влияния такого фактора, как заснеженность поверхности Земли. Если поверхность Земли не покрыта снегом, то отражением от нее при грубых подсчетах можно пренебречь. Таким образом, следует отличать летние и зимние условия для светового режима в атмосфере. Некоторое постоянство распределения яркости по небу для каждого из этих условий указывает на постоянство некоторых оптических свойств частиц воды, составляющих облака. К числу этих свойств следует отнести близость λ к единице. Иными словами, мы имеем здесь дело с почти чистым рассеянием. Близость λ к единице подтверждается следующими фактами:

1. Сравнительно небольшое изменение дневной освещенности, вызываемое облачным покровом, несмотря на то, что оптическая толщина этого покрова иногда бывает очень велика. Сколько-нибудь заметное истинное поглощение (т. е. заметное отклонение λ от 1) должно было бы вызвать при столь больших оптических толщах огромное

уменьшение дневной освещенности на поверхности Земли, чего мы не наблюдаем.

2. Высокое значение альbedo облачного покрова, о чем говорят наблюдения с самолетов.

3. Тот факт, что при наличии снежного покрова распределение яркости по небу приближается к равномерному. В этом случае снеговой покров как рассеивающая среда составляет, грубо говоря, как бы продолжение облачного покрова, и наблюдатель оказывается на границе двух полубесконечных рассеивающих сред. Можно показать, что распределение яркости по направлениям будет представляться такому наблюдателю изотропным, если в обеих этих средах $\lambda = 1$.

Что касается формы индикатрисы рассеяния в облаках, то она весьма вытянута вперед.

Как мы уже указывали выше, облака в нашей атмосфере состоят из совокупности водяных капель, имеющих сферическую форму. Для капли, имеющей сферическую форму, индикатриса рассеяния может быть рассчитана теоретически. Она зависит от радиуса капли. Чем больше отношение радиуса капли к длине волны света $\frac{a}{\lambda}$, тем более

вытянута индикатриса. Поскольку по имеющимся данным облака состоят из капелек, большая часть которых имеет радиусы, в несколько раз превосходящие длины волн видимого света, то следует пользоваться теоретическими индикатрисами именно для таких частиц. Они приведены довольно подробно в книге К. Шифрина [80]. Лабораторные исследования по определению индикатрисы рассеяния частиц тумана подтвердили, что она является весьма вытянутой, и дали хорошее согласие с теорией.

В реальном облаке и тумане имеются капли разных диаметров. Вследствие этого индикатриса рассеяния в облаке представляет собой некоторое среднее взвешенное из индикатрис для капелек разных размеров. Эта средняя индикатриса будет зависеть от того, какого размера капельки преобладают в данной совокупности облаков.

То, что справедливо для водяных капелек, распространенных в земной атмосфере, остается в силе и для капелек других жидкостей, играющих большую роль в атмосферах других планет (метан, аммиак).

Следует отметить, однако, что, будучи весьма вытянутой, индикатриса рассеяния в большинстве облаков все же такова, что отклонения по крайней мере на два-три градуса и более в большей степени вероятны, чем меньшие отклонения, т. е. почти прямолинейное распространение. Если бы это было не так, то при наблюдении через тонкие облачные слои мы имели бы обычно размывание края солнечного диска. Между тем при наблюдении через такие облачные слои край диска Солнца в большинстве случаев продолжает оставаться резким.

3. Полосы поглощения. Рассеяние света, так же как и сопровождающее его истинное поглощение, о которых до сих пор шла речь, имеют место по всему видимому и фотографическому участкам

спектра и показывают медленно меняющуюся зависимость от длины волны. Однако в спектрах больших планет мы наблюдаем полосы поглощения, соответствующие определенным молекулам. Эти переходы связаны с монохроматическим поглощением в линиях полосы.

Обычно результаты наблюдений этих полос выражаются в указании длины пути, который должен пройти луч в данном газе при атмосферном давлении, чтобы получилась полоса (или линия) той же эквивалентной ширины. Если бы мы наблюдали прохождение прямых солнечных лучей через атмосферные слои внешних планет, то такие данные имели бы прямой физический смысл. Однако мы наблюдаем лишь диффузное отражение непрерывного спектра излучения Солнца от атмосферы планеты. Поэтому нужно попытаться представить себе точнее, какой физический смысл имеют получаемые из наблюдений спектров планет «эквивалентные пути», выраженные в километрах при атмосферном давлении.

Ответ на этот вопрос зависит от взаимоотношения между факторами, вызывающими рассеяние в непрерывном спектре и полосы поглощения.

Здесь мы должны иметь в виду две возможности:

1) Рассеяние света может производиться газами, входящими в атмосферу планеты. Тогда оно имеет ту же природу, что и релеево рассеяние, вызывающее синеву неба на Земле. В этом случае среда, производящая монохроматическое поглощение, совпадает со средой, производящей рассеяние в непрерывном спектре, поскольку монохроматическое поглощение может производиться только газами, которые как-то перемешаны с другими газами в атмосфере. Принимая существование «полного перемешивания», мы можем считать, что наличие линий поглощения означает лишь наличие минимумов в кривой зависимости параметра λ от частоты. Приведенная нами выше таблица зависимости альбедо от λ показывает, что даже небольшое уменьшение значения λ может привести к сильному уменьшению альбедо.

В этом случае истолкование наблюдений должно заключаться прежде всего в определении изменения λ с частотой на основании спектрофотометрических данных. Если значения λ для разных частот получены (в том числе для частот внутри линии и вне линии), то по формуле

$$\lambda_v = \frac{s_v}{s_v + k_v + k'_v},$$

где s_v — коэффициент рассеяния, k_v — коэффициент истинного поглощения в непрерывном спектре, а k'_v — дополнительный коэффициент истинного поглощения в линии, мы можем, пренебрегая отношением $\frac{k_v}{s_v}$, найти $\frac{k'_v}{s_v}$. Значение k'_v , приходящееся на одну молекулу на $см^2$,

представляет собой величину, которая может быть определена из опыта. Зная отношение $\frac{k'_v}{s_v}$, мы сможем тогда найти и s_v , на одну молекулу на $см^2$. Определение значения s_v , на одну молекулу поглощающего газа в сопоставлении с соображениями о механизме рассеяния может помочь определить долю молекул, поглощающих излучение данной линии по отношению ко всем молекулам газовой смеси, составляющей атмосферу.

2) Рассеяние производится жидкими частицами (каплями) или твердыми частицами (кристалликами), образующими облака, располагающиеся в облачный слой, ограниченный с обеих сторон по высоте. Тогда лучи Солнца, прежде чем претерпеть диффузное отражение от этого облачного слоя, должны достичь его, пройдя через вышележащие слои атмосферы, а прежде чем дойти до наблюдателя, вновь пройти через эти вышележащие слои. Как раз в этих вышележащих слоях и может произойти формирование полосы поглощения. В этом случае эквивалентные длины путей, получаемые из наблюдений, действительно характеризуют массу рассматриваемого газа, находящуюся над указанным облачным слоем.

ГЛАВА IX

МЕЖЗВЕЗДНОЕ ВЕЩЕСТВО

§ 35. Пылевая составляющая межзвездного вещества

Исследование межзвездного вещества, производящего поглощение света отдаленных звезд, связано с именем знаменитого русского астронома Василия Яковлевича Струве, еще в первой половине девятнадцатого столетия сделавшего попытку определить величину этого поглощения. В двадцатом веке проблема межзвездного поглощения света привлекла к себе внимание целого ряда русских астрономов и стала особенно интенсивно разрабатываться в советский период истории отечественной астрофизики. В результате, как показывает изучение истории вопроса, все важнейшие идеи, возникшие за последние годы в этой области науки, принадлежат советским астрономам.

О существовании межзвездного вещества в нашей звездной системе и во внешних галактиках можно судить по большому числу фактов. Остановимся ниже на некоторых из них.

1. Некоторые основные факты. О существовании в межзвездном пространстве нашей Галактики поглощающего свет вещества свидетельствует следующий простой факт: число внешних галактик (внегалактических туманностей) ярче некоторой величины m , приходящихся на один квадратный градус, достигает своего наибольшего значения в направлении полюсов Галактики. С приближением к галактическому экватору это число N_m уменьшается, а в направлениях, лежащих в поясе Млечного Пути, внегалактические туманности, как правило, не наблюдаются вовсе. Только в нескольких участках Млечного Пути, в так называемых «галактических окнах», наблюдается по небольшому числу внешних галактик. Таким образом, пояс Млечного Пути является «зоной избегания» для внегалактических туманностей.

Поскольку внешние галактики являются системами, независимыми от нашей Галактики, указанное убывание числа внешних галактик при приближении к галактическому экватору следует рассматривать как кажущееся явление, вызванное наличием около плоскости симметрии Галактики слоя поглощающего вещества. Мы можем принять, что протяжение слоя поглощающего «темного» вещества в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики, очень мало по

сравнению с протяжением в направлениях вдоль этой плоскости, т. е. что «темное» вещество сконцентрировано около плоскости симметрии Галактики, как это имеет место в отношении звезд-гигантов или обычных карликов, и что оно состоит из плоскопараллельных слоев, т. е. плотность поглощающего вещества есть функция только расстояния z от плоскости симметрии Галактики. Тогда нетрудно объяснить наблюдаемое изменение числа внегалактических туманностей N_m с галактической широтой.

В указанных условиях, если мы обозначим через τ оптическую толщину галактического поглощающего слоя для излучения тех внегалактических туманностей, которые находятся в полюсе Галактики, то свет внегалактических туманностей, наблюдаемых на галактической широте b , будет уже проходить оптическую толщину $\tau \csc b$ и, следовательно, ослабляться в $e^{-\tau \csc b}$ раз. И если мы определяем на разных галактических широтах b число N_m внегалактических туманностей до определенной кажущейся видимой величины m , то нашим подсчетам на разных широтах будут соответствовать разные исправленные предельные звездные величины

$$m_0 = m + 2,5 \lg e^{-\tau \csc b}$$

или

$$m_0 = m - 2,5 M \cdot \tau \csc b = m_0 - 1,09 \tau \csc b, \quad (35.1)$$

где M — модуль натуральных логарифмов.

С другой стороны, подсчеты внегалактических туманностей до различных видимых величин в одном и том же направлении показывают, что N_m растет с m по закону

$$N_m = N_1 \cdot 10^{0,6 m}, \quad (35.2)$$

где N_1 — постоянная для данного участка неба, причем это соотношение справедливо по крайней мере до 20^m .

Соотношение (35.2) означает, что число внегалактических туманностей N_B до некоторой величины интегрального блеска B обратно

пропорционально $B^{\frac{3}{2}}$ (по определению звездной величины сам интегральный блеск пропорционален $10^{-0,4 m}$). Но это можно понять лишь как указание на более или менее равномерное заполнение внегалактического пространства внешними галактиками.

Но если распределение внегалактических туманностей в пространстве равномерное или почти равномерное, то для исправленных с учетом поглощения звездных величин мы должны иметь распределение

$$N_m = N_0 \cdot 10^{0,6 m_0}, \quad (35.3)$$

где N_0 — постоянная, одинаковая для всего неба. Подставляя в (35.3) значение m_0 из (35.1), мы найдем:

$$N_m = N_0 \cdot 10^{-0,65 \tau \csc b} \cdot 10^{0,6 m}. \quad (35.4)$$

Сравнивая (35.4) с (35.2), мы видим, что

$$N_1 = N_0 \cdot 10^{-0,65 \tau \csc b}. \quad (35.5)$$

Таким образом, если мы нанесем на график по осям координат с одной стороны значения $\lg N_1$, а с другой — $\csc b$, то связь между этими величинами должна получиться в виде прямой линии, причем угловой коэффициент прямой должен равняться 0,65 τ . Таким образом, обработанные этим путем подсчеты внегалактических туманностей дают возможность определить оптическую толщу, проходимую излучением тех внегалактических туманностей, которые наблюдаются в полюсе Галактики. Очевидно, что полученная величина (в предположении нахождения Земли близ плоскости симметрии Галактики) будет равна половине полной оптической толщи всего поглощающего слоя. Умножение τ на 1,09 дает ту же полутолщу, выраженную в звездных величинах.

Определение, произведенное Хабблом, дало для указанной полутолщи $t = 0^m,25$. Однако исследование, произведенное П. П. Паренаго на основе детального анализа подсчетов внегалактических туманностей, привело к более надежному значению $t = 0^m,34$. Последняя оценка показывает, в частности, что на галактической широте $b = 10^\circ$ поглощение должно достигать двух величин, а это означает, что на этой широте на один квадратный градус должно быть в шестнадцать раз меньше внегалактических туманностей заданной величины, чем у полюса.

Когда $|b|$ становится меньше пяти градусов, т. е. когда луч находится почти в плоскости Галактики, оптическая толща слоя становится настолько велика, что мы практически уже не видим внегалактических туманностей в столь низких широтах.

Для самой плоскости Галактики такое представление о поглощающем слое дает возможность сделать интересное заключение о поверхностной яркости Млечного Пути. В самом деле, принимая слои плоскопараллельными и притом не только слои поглощающего вещества, но и слои светящегося вещества, т. е. звездного распределения, мы можем сказать, что плоскость симметрии Галактики ($z = 0$) характеризуется некоторым постоянным макроскопическим коэффициентом поглощения α и макроскопическим коэффициентом излучения j . Именно, $4\pi j$ будет количество энергии, излучаемой всеми звездами, находящимися в этой плоскости в единице объема в единицу времени по всем направлениям. Тогда для интенсивности луча, идущего к нам в плоскости Галактики, мы будем иметь, как обычно:

$$I = \int_0^\infty e^{-\tau} j \, dr, \quad (35.6)$$

где dr — элемент пути луча, а τ — оптическая толща поглощающего слоя, отсчитанная от наблюдателя до r . Для введенного таким образом τ

мы можем написать:

$$\tau = \alpha r, \quad (35.7)$$

где α — средний объемный коэффициент поглощения. Написав

$$j dr = \frac{j}{\alpha} d\tau, \quad (35.8)$$

мы вместо (35.6) имеем:

$$I = \frac{j}{\alpha} \int_0^{\infty} e^{-\tau} d\tau = \frac{j}{\alpha}. \quad (35.9)$$

Интегрирование в (35.9) мы провели от 0 до ∞ , имея в виду, что оптическая толща поглощающего слоя в направлениях $b = 0^\circ$ настолько велика, что замена конечной верхней границы бесконечностью не имеет существенного значения. Величина j может быть найдена путем суммирования светимостей звезд в каком-нибудь объеме и последующего деления полученной суммы на этот объем и на 4π . В качестве такого объема можно выбрать сферу с радиусом в пять парсеков вокруг Солнца. Если какие-либо слабые звезды внутри этой сферы и остаются для нас неизвестными, то они все же не могут дать существенной ошибки в вычислении суммы светимостей. Таким образом, j может быть надежно определено. С другой стороны, I , т. е. среднюю яркость звездной компоненты Млечного Пути, мы можем определить из наблюдений. Отсюда мы можем найти среднее значение α , которое, как показывает вычисление, равно примерно одной звездной величине на килопарсек.

Заметим, что путем введения для любой звездной системы «макроскопического» коэффициента излучения j мы можем вообще установить некоторое важное соотношение для поверхностных яркостей галактик, справедливое и в тех случаях, когда в данном направлении оптическая толща системы невелика и ее нельзя приравнивать бесконечности:

$$I = \int_0^{\tau_0} e^{-\tau} \frac{j}{\alpha} d\tau = P(1 - e^{-\tau_0}), \quad (35.10)$$

где τ_0 — оптическая толща системы в заданном направлении. Здесь P есть некоторое среднее значение $\frac{j}{\alpha}$ на пути луча в системе.

Интересно, что центральные части эллиптических галактик, так же как и центральные части ядер спиральных галактик, имеют поверхностную яркость (интенсивность), во многих случаях в сто раз превышающую наблюдаемую среднюю поверхностную яркость Млечного Пути. Это значит, что в них отношение $\frac{j}{\alpha}$ в среднем в сто раз больше, чем в той части Галактики, где находится Солнце с бли-

жайшими звездами. Иными словами, в эллиптических туманностях и в ядрах спиральных туманностей роль поглощающего вещества ничтожна по сравнению с периферийными частями нашей Галактики (где находится Солнце).

Как мы увидим дальше, распределение поглощающего вещества в той части Галактики, где находится Солнце, и в периферийных частях внешних спиральных галактик, а также в галактиках неправильной формы, не только не равномерное, но его нельзя считать и непрерывным. Иными словами, коэффициент объемного поглощения α меняется скачками. Это означает, что межзвездное вещество имеет клочкообразную, облачную структуру, и если можно говорить о поглощающем слое в Галактике, то именно как о слое поглощающих облаков.

В свете этих соображений легко понять, почему в тех случаях, когда мы рассматриваем спиральную туманность «сбоку», т. е. находимся сами вблизи от основной плоскости симметрии этой системы, то мы видим, что ее яркое ядро пересечено темной полосой. Дело в том, что при этом на ядро, обладающее большой поверхностной яркостью, проектируются периферийные части (в том числе и спиральные ветви), у которых среднее значение $P = \frac{1}{\alpha}$ того же порядка, что

и около Солнца. Поэтому и поверхностная яркость в этой части проекции, обусловленная главным образом свечением звезд периферии (свет ядра сильно ослабляется вследствие большой оптической толщи поглощающего слоя), должна быть того же порядка, что и поверхностная яркость Млечного Пути, т. е. в десятки раз меньше поверхностной яркости ядра. Таким образом, факт наблюдения таких темных полос, наложенных на светлые ядра у туманностей, наблюдаемых «сбоку», не требует какого-либо особого предположения о наличии, скажем, кольца поглощающего вещества вокруг рассматриваемой галактики, а требует лишь допущения во внешних частях изучаемой галактики условий, аналогичных тем, которые существуют в периферийных частях нашей Галактики. По той же самой причине порядок величины яркости Млечного Пути в направлении на ядро Галактики (созвездие Стрельца) тот же, что и в других направлениях в Млечном Пути.

Следующим весьма важным фактом, касающимся межзвездного вещества в Галактике, является покраснение света отдаленных звезд. Это явление вызывается тем, что коэффициент межзвездного поглощения во всех случаях возрастает с уменьшением длины волны, что вызывает покраснение звезд по сравнению с цветом, нормальным для данного спектрального класса. Поскольку свет пронизывает большие оптические толщи при прохождении длинных отрезков пути вблизи от плоскости симметрии Галактики, то естественно ожидать наибольшего покраснения у звезд, наблюдаемых на очень больших расстояниях и в низких галактических широтах. Среди таких звезд

удобны с точки зрения возможности определения их цветов звезды классов О и В и долгопериодические цефеиды.

Показатели цвета звезд классов О и В были изучены Сгеббинсом, Хуффером и Уитфордом, а показатели цвета большого числа долгопериодических цефеид определены независимо друг от друга Г. С. Бадаляном и М. А. Вашакидзе. На основании данных о показателях цвета более близких звезд этих физических типов были определены нормальные показатели цвета $(C_i)_0$ для каждого подразделения типов О — В0 (и то же для цефеид), т. е. показатели цвета, освобожденные от влияния поглощения. Путем вычитания из наблюдаемых показателей цвета этих нормальных показателей цвета были получены величины C_e , названные избытками цвета:

$$C_e = C_i - (C_i)_0. \quad (35.11)$$

Появление избытков цвета есть результат неравенства между собой поглощений в фотографических и визуальных лучах. Если поглощение в фотографических лучах света данной звезды, выраженное в звездных величинах, мы обозначим через A_ϕ , а поглощение в визуальных лучах, также выраженное в звездных величинах, обозначим через A_v , то

$$C_e = A_\phi - A_v, \quad (35.12)$$

если только сами показатели цвета, на основании которых определяются избытки цвета, определены путем сравнения фотографических и визуальных величин.

Но, с другой стороны, поглощение A_ϕ можно выразить и через проходящую излучением звезды в фотографических длинах волн оптическую толщину:

$$A_\phi = 1,09\tau_\phi, \quad (35.13)$$

поскольку как A_ϕ , так и τ_ϕ характеризуют поглощение. Именно, коэффициент прозрачности толщи выражается через них так:

$$(2,512)^{-A_\phi} = e^{-\tau_\phi}. \quad (35.14)$$

Точно так же

$$A_v = 1,09\tau_v, \quad (35.15)$$

где τ_v есть оптическая толщина, проходимая светом звезды в визуальных частотах.

Поэтому вместо (35.12) можно написать:

$$C_e = 1,09(\tau_\phi - \tau_v). \quad (35.16)$$

Но, с другой стороны, вводя объемные коэффициенты поглощения α_ϕ и α_v отдельно для обоих участков спектра, мы можем написать:

$$\tau_\phi - \tau_v = \int_0^r (\alpha_\phi - \alpha_v) dr \quad (35.17)$$

и

$$\tau_{\phi} = \int_0^r \alpha_{\phi} dr, \quad (35.18)$$

откуда на основании (35.15) и (35.16)

$$C_e = 1,09 \int_0^r (\alpha_{\phi} - \alpha_B) dr, \quad (35.19)$$

$$A_{\phi} = 1,09 \int_0^r \alpha_{\phi} dr. \quad (35.20)$$

Чрезвычайно существенным является то, что в настоящее время мы не имеем еще методов прямого отремеления A_{ϕ} , за исключением статистических. Поэтому прямое определение A_{ϕ} для отдельных звезд является крайне затруднительным. В самом деле, A_{ϕ} входит в равенство, связывающее видимую и абсолютную фотографические величины

$$m = M + 5 \lg r - 5 + A_{\phi} \quad (35.21)$$

и для нахождения A_{ϕ} надо уметь определять независимо друг от друга абсолютную величину и расстояние. Например, выражение (35.21) можно было бы использовать в тех случаях, когда параллакс определен тригонометрически, а абсолютная величина — по спектру. Но, к сожалению, тригонометрические параллаксы определяются сколько-нибудь точно только для расстояний до ста парсеков. Однако поглощение до таких малых расстояний бывает весьма несущественным. Поэтому широко используется другая возможность: вычисление A_{ϕ} из избытка цвета, получаемого, как было указано, из наблюдений.

В самом деле, если только отношение коэффициентов поглощения в двух участках спектра $\mu = \frac{\alpha_B}{\alpha_{\phi}}$ в пространстве остается постоянным, то согласно (35.19)

$$C_e = 1,09 (1 - \mu) \int_0^r \alpha_{\phi} dr, \quad (35.22)$$

откуда, сравнивая с (35.20), находим:

$$C_e = (1 - \mu) A_{\phi}. \quad (35.23)$$

Таким образом, в этом случае полное поглощение в фотографических лучах получалось бы для каждой звезды из ее избытка цвета

путем умножения на одну и ту же постоянную величину:

$$\gamma = \frac{1}{1 - \mu}. \quad (35.24)$$

Именно этот способ применяется в настоящее время чаще всего для определения общего поглощения света данной звезды в фотографических лучах. Вопрос о том, при каких физических условиях может иметь место постоянство отношения μ и выполняются ли на самом деле эти условия, связан теснейшим образом с вопросом о природе поглощающего свет вещества.

Как будет указано ниже, межзвездное вещество вызывает в спектрах отдельных звезд, расположенных близ плоскости Галактики, некоторые линии поглощения, соответствующие атомам и ионам определенных элементов. Таким образом, наличие газовых масс, вызывающих такие линии, в составе межзвездного вещества не подлежит сомнению. Однако возникает вопрос, может ли вещество, находящееся в газовом состоянии, вызывать и селективное и общее поглощение всего непрерывного спектра и притом такое, какое мы наблюдаем, т. е. более интенсивное в области коротких длин волн и менее интенсивное в области длинных волн.

Для ответа нужно представить себе, каков должен быть источник непрозрачности межзвездного газа в непрерывном спектре. Как мы видели в первых главах настоящей книги, существует три главных источника непрозрачности газа. Один из них — связанно-свободные переходы электронов, другой — свободно-свободные и третий — рассеяние света свободными электронами. Первый и второй источники, обладая сложной зависимостью от длины волны при данной температуре, обуславливают «массовый» коэффициент поглощения, пропорциональный первой степени электронного давления. Третья же причина обуславливает при почти полной ионизации, которая должна иметь место в межзвездном газе, «массовый» коэффициент рассеяния практически постоянный. Поэтому с понижением общей плотности и, следовательно, электронного давления роль первых двух источников непрозрачности сильно падает по сравнению с последним. Даже в солнечной короне излучение непрерывного спектра целиком связано с рассеянием света свободными электронами, а связанно-свободные и свободно-свободные переходы электронов не вызывают заметного поглощения (и последующего переизлучения) короной солнечного света в визуальной и фотографической областях спектра.

Тем более это справедливо для межзвездного газа, который должен обладать плотностью, во много миллионов раз меньшей, чем солнечная корона. Это означает, что непрозрачность межзвездного газа в непрерывном спектре должна быть целиком вызвана рассеянием света свободными электронами. Но это рассеяние не зависит

от длины волны, поэтому оно не может объяснить межзвездного поглощения, которое, как мы видели, является избирательным. Итак, мы можем утверждать, что существование межзвездного газа не может объяснить наблюдаемое общее поглощение света звезд в непрерывном спектре. Однако может возникнуть вопрос, не может ли рассеяние света свободными электронами объяснить хотя бы часть наблюдаемого ослабления света звезд, в то время как другая часть вызывается каким-то другим, весьма избирательным фактором. Для того чтобы ответить на этот вопрос, попробуем сначала оценить массу газа, необходимую для того, чтобы вызвать ослабление света звезд, наблюдаемое в фотографических лучах, в предположении, что причина ослабления заключается в указанном рассеянии света свободными электронами. Мы можем сказать, что масса межзвездного газа во всей Галактике должна быть равна поперечному сечению Галактики в плоскости ее симметрии πR^2 (где R — радиус Галактики), помноженному на среднюю массу в столбе с поперечным сечением в 1 см^2 , перпендикулярном к плоскости Галактики, т. е.

$$M_{\Gamma} = \pi R^2 \int_{-\infty}^{\infty} \rho dz,$$

где интегрирование проводится по z -координате (перпендикулярной к плоскости Галактики). Введя коэффициент рассеяния s , на единицу массы получаем:

$$M_{\Gamma} = \pi R^2 \frac{1}{s} \int_{-\infty}^{\infty} s \rho dz = \frac{2\pi R^2 \tau_z}{s}, \quad (35.25)$$

где τ_z — оптическая полутолща Галактики. Здесь мы считали s постоянным. За основную составляющую межзвездного газа мы можем принять водород, подавляющее большинство атомов которого ионизовано. Поэтому

$$s = n_{\text{H}} s_0,$$

где s_0 — коэффициент рассеяния для того случая, когда в единице объема находится лишь один свободный электрон, а n_{H} — число водородных атомов (в данном случае ионов) в одном грамме. Обе эти величины являются не только постоянными, но и мировыми постоянными. Именно

$$n_{\text{H}} = \frac{1}{m_{\text{H}}}, \quad s_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 0,7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Поэтому и величина s может считаться постоянной. Что касается электронов, оторванных от атомов других элементов, то они мало прибавят к величине s , рассчитанной таким образом. Итак, вместо

(35.25) мы можем написать:

$$M_{\Gamma} = m_{\text{H}} \cdot 2\tau_z \frac{\pi R^2}{s_0}. \quad (35.26)$$

Беря $R = 10\,000$ парсеков $= 3 \cdot 10^{22}$ см и $2\tau_z = 0,7$, мы получаем для массы поглощающего газа в Галактике величину порядка 10^{45} г, которая в несколько раз превосходит полную массу всей Галактики. Поэтому, даже не учитывая факта селективности наблюдаемого ослабления света, мы можем сказать, что свободные электроны не могут обусловить даже хотя бы сколько-нибудь существенную часть оптической толщи поглощающего слоя в фотографических лучах.

Таким образом, мы должны совершенно отказаться от мысли, что газовая составляющая межзвездного вещества может играть сколько-нибудь заметную роль в наблюдаемом общем явлении ослабления излучения звезд во всем спектре.

Поскольку, однако, самостоятельное существование жидких частиц в межзвездном пространстве исключено, так как температура твердой или жидкой частицы вещества, помещенной в межзвездное пространство, вдалеке от звезд должна быть крайне низка (меньше 10°K), то остается лишь сделать вывод, что межзвездное поглощение обусловлено твердыми частицами. При этом следует иметь в виду, что не может быть и речи о том, чтобы основную роль в поглощении света приписать крупным твердым частицам, скажем, превосходящим по своим линейным размерам 1 мм. В самом деле, так же как в предположении о роли свободных электронов в изучаемом явлении, допущение о столь крупных размерах частиц приведет к огромной общей массе поглощающего вещества в Галактике, неприемлемой для галактической динамики. Кроме того, в таком случае поглощение было бы не избирательным, а нейтральным. В самом деле, когда частицы по своим размерам во много раз превосходят длину волны, то их действие будет проявляться в виде экранирования света звезд. Именно, в этом случае будет справедлива геометрическая оптика, и частицы такого рода, проектируясь на диск звезды, будут затмевать собой отдельные, правда очень малые, части диска. При достаточно большом количестве частиц свет звезды будет значительно ослаблен и притом во всех длинах волн, малых по сравнению с размерами частицы, в одной и той же пропорции, именно в отношении закрытой частицами части диска звезды ко всему диску. Между тем на деле мы наблюдаем избирательное поглощение. Последнее может быть обусловлено только частицами, линейные размеры которых малы по сравнению с длиной волны света или по крайней мере порядка длины волны визуальных лучей.

Физическая теория рассеяния света столь малыми частицами была разработана Ми. При этом оказалось, что играют роль не только

размеры частицы, но и ее физические свойства (например, электропроводность).

Если бы мы имели возможность сделать хоть какие-либо определенные предположения о статистике размеров и других свойств частиц в межзвездном веществе, или, как обычно говорят, в космической пыли, то можно было бы на основании теории Ми произвести расчет зависимости коэффициента поглощения от длины волны. Но, поскольку такие предположения были бы совершенно гадательными, приходится зависимость коэффициента поглощения от длины волны определять эмпирическим путем и лишь затем строить предположения о составе космической пыли, стремясь объяснить наблюдаемую зависимость коэффициента поглощения от длины волны.

Определение зависимости коэффициента поглощения от длины волны в спектре представляет собой в принципе простую задачу. Следует взять две звезды, обладающие одинаковыми физическими свойствами, насколько об этом можно судить по спектральным линиям. У них должен совпадать не только спектральный подкласс, но и значение светимости, для чего необходимо, чтобы самый вид спектральных линий (ширина) был бы одинаков. При таком тщательном подборе похожих друг на друга по физическим условиям звезд можно ожидать, что не только их цветовые температуры будут одинаковы, но и вообще будет одинаковым распределение энергии в непрерывном спектре. Если одна из этих звезд находится далеко и ее свет претерпевает заметное поглощение, а свет другой практически свободен от поглощения, то вся разница в видимом относительном распределении энергии в спектре может считаться вызванной избирательностью межзвездного поглощения.

Пусть $I_0(\lambda)$ есть относительное распределение энергии в спектре близкой звезды (свободном от поглощения), а $I_1(\lambda)$ — наблюдаемое распределение в спектре более далекой звезды. Если бы не было поглощения, то мы имели бы:

$$I_1(\lambda) = CI_0(\lambda), \quad (35.27)$$

где C — постоянная, зависящая от соотношения расстояний взятых звезд. Но, поскольку во втором случае свет претерпел поглощение, мы на самом деле будем иметь вместо (35.27):

$$I_1(\lambda) = Ce^{-\tau_\lambda} I_0(\lambda), \quad (35.28)$$

где τ_λ — оптическая толщина проходимого светом пути в длине волны λ . Из (35.28) имеем:

$$\tau_\lambda = -\ln \frac{I_1(\lambda)}{I_0(\lambda)} + \ln C. \quad (35.29)$$

Но для τ_λ мы имеем:

$$\tau_\lambda = \int_0^r \alpha_\lambda dr = \frac{\alpha_\lambda}{\alpha_{\lambda_1}} \int_0^r \alpha_{\lambda_1} dr = \frac{\alpha_\lambda}{\alpha_{\lambda_1}} \tau_{\lambda_1}, \quad (35.30)$$

где λ_1 есть некоторая выбранная длина волны, и предполагается, что отношение $\frac{\alpha_\lambda}{\alpha_{\lambda_1}}$ постоянно, т. е. не зависит от расстояния.

Внося (35.30) в (35.29), найдем:

$$\frac{\alpha_\lambda}{\alpha_{\lambda_1}} = -\frac{1}{\tau_{\lambda_1}} \ln \frac{I_1(\lambda)}{I_0(\lambda)} + \frac{1}{\tau_{\lambda_1}} \ln C.$$

Поскольку постоянная C обычно неопределенная, то мы можем сказать, что отношение $\frac{\alpha(\lambda)}{\alpha(\lambda_1)}$ определяется из наблюдений с точностью до постоянного слагаемого.

Использование данных наблюдений показало, что в большинстве случаев $\frac{\alpha(\lambda)}{\alpha(\lambda_1)}$ и, следовательно, само $\alpha(\lambda)$ представляется линейной функцией от λ^{-1} , т. е.

$$\alpha(\lambda) = c_1 \lambda^{-1} + c_2, \quad (35.31)$$

где c_2 — так сказать, нейтральная слагаемая кривой поглощения. Теория Ми приводит к выводу, что такого типа зависимостью коэффициента поглощения от длины волны в фотографической части спектра должны обладать металлические (расчеты велись для железа и никеля) частицы диаметром порядка 10^{-5} см, т. е. по размерам меньше длины волны. Само собой разумеется, что межзвездная пыль состоит из частиц, имеющих самые различные диаметры. Статистика этих диаметров и должна быть целью более полного исследования, но полученный результат показывает, что диаметры порядка 10^{-5} см оказываются наиболее эффективными в межзвездном поглощении.

Заметим, что некоторые авторы пытались, исходя из предположения, что $\alpha(\lambda)$ имеет вообще вид

$$\alpha(\lambda) = c_1 \lambda^{-k} + c_2, \quad (35.32)$$

определить то значение k , которое наилучшим образом удовлетворяет спектрофотометрическим данным. Однако определенные таким образом значения k не очень уклоняются от единицы. О. А. Мельников показал, что скорее следует принять k меняющимся с длиной волны, поскольку одни и те же частицы для длин волн разных диапазонов дают разный показатель k . Так, когда длина волны в несколько раз меньше диаметра, то всякая частица поглощает нейтрально (т. е. $k = 0$). Необходимы дальнейшие исследования для вывода изменения k с диапазоном длин волн. Только установление хода k с длиной волны дает возможность сделать первые выводы о статистике частиц космической пыли по размерам.

В настоящее время для практических целей применяют обычно формулу (35.31). Однако значение постоянной c_2 (точнее, отношения $\frac{c_2}{c_1}$) не может быть определено из одних лишь спектрофотометрических

наблюдений. Для ее определения следует иметь одновременно данные о полном фотографическом поглощении A_Φ и избирательном поглощении SE для какого-нибудь направления. В этом отношении могут быть использованы внегалактические туманности. Мы видели, как подсчеты этих туманностей дают оптическую полутолщу всего галактического поглощающего слоя в направлении, перпендикулярном к плоскости Галактики. Однако прямые наблюдения цветов внегалактических (или галактических, но лежащих вне поглощающего слоя) объектов могут нам дать «селективную» оптическую полутолщу поглощающего слоя, т. е. разность $\tau_{\lambda_1} - \tau_{\lambda_2}$. Такое определение селективной полутолщи было, например, произведено советским астрономом Н. Ф. Флорей по показателям цвета шаровых скоплений, полученным Стеббинсом и Уитфордом. Очевидно, что из отношения избирательной полутолщи к полутолще в одной из длин волн

$$\frac{\tau_{\lambda_1} - \tau_{\lambda_2}}{\tau_{\lambda_1}} = \frac{c_1 (\lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1})}{c_1 \lambda_1^{-1} + c_2} = \frac{\lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1}}{\lambda_1^{-1} + \frac{c_2}{c_1}}$$

можно получить $\frac{c_2}{c_1}$. Оказалось, что наблюдения находятся в согласии с допущением о возможности пренебречь c_2 , так что в пределах точности они могут быть удовлетворены формулой

$$\alpha(\lambda) = c_1 \lambda^{-1}. \quad (35.33)$$

Обратно, принятие (35.33) дает возможность для каждой системы показателей цвета, опирающейся на две заданные эффективные длины волн, найти множитель γ , посредством которого прямо наблюдаемые избытки цвета могут быть переведены в значения полного поглощения в фотографической области до данного объекта:

$$\gamma = \frac{c_1 \lambda_\Phi^{-1}}{c_1 \lambda_1^{-1} - c_1 \lambda_2^{-1}} = \frac{\lambda_\Phi^{-1}}{\lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1}}.$$

Это позволило использовать имеющиеся обширные данные о фотоэлектрических и фотографических показателях цвета для целей выяснения характера распределения поглощающего вещества в Галактике.

П. П. Паренаго показал на основании изучения этих данных, что прежние оценки среднего коэффициента поглощения в плоскости Галактики занижены, ибо авторы их, пользуясь звездами, имеющими хотя и малую, но отличную от нуля галактическую широту, не учитывали уменьшения коэффициента поглощения по мере удаления от плоскости Галактики. Установив, что «эквивалентная» линейная полутолща галактического поглощающего слоя $\beta = 100$ парсеков, и принимая в качестве интерполяционной формулы экспоненциальный закон изменения плотности слоя с высотой, мы получим, что если α_0 есть коэффициент поглощения (фотографический) в плоскости экватора,

а r и b — расстояние и галактическая широта объекта, то полное фотографическое поглощение света этого объекта будет равно:

$$A(r, b) = \frac{a_0 \beta}{\sin b} \left(1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}}\right), \quad (35.34)$$

и лишь в частном случае для объекта, у которого точно $b = 0$,

$$A = a_0 r. \quad (35.35)$$

Поэтому авторы, применявшие формулу (35.35) прямо к объектам, имеющим широту b , находили не коэффициент a_0 , а величину

$$a_0 \beta \frac{1 - e^{-\frac{r \sin b}{\beta}}}{r \sin b},$$

которая близка к a_0 лишь в случае, когда $r \sin b \ll \beta$.

Правильная постановка вопроса привела к средним для разных направлений значениям a_0 :

$$a_0 = 3^{m,4} \frac{1}{\text{килопарсек}} \text{ (Паренаго)}, \quad a_0 = 2^{m,4} \frac{1}{\text{килопарсек}} \text{ (Флоря)}.$$

Заметим, что у Флори $\beta = 130$ парсекам.

Таким образом, получается значительное расхождение со значением a_0 , полученным на основании формулы (35.9). Поскольку последняя предполагала, что η повсюду такое же, что и вблизи Солнца, то расхождение по крайней мере частично следует объяснить тем, что η на больших расстояниях от Солнца (до тысячи парсеков и больше) в некоторых областях пространства велико по сравнению с околосолнечным значением (Солнце находится в бедной звездами области Галактики между спиральными ветвями).

В заключение следует особо подчеркнуть вывод, к которому приходили все исследователи, занимавшиеся изучением поглощения в межзвездной среде, заключающийся в том, что поглощающее вещество распределено крайне неравномерно и коэффициент поглощения, получающийся для различных направлений, различен.

2. Диффузные туманности. Выше уже отмечалось, что значение коэффициента поглощения даже в самой галактической плоскости сильно изменяется при переходе от одного направления к другому, достигая в некоторых направлениях четырех звездных величин на килопарсек. Получаемое отсюда представление о крайней нерегулярности в пространственном распределении поглощающего вещества подкрепляется фактами, касающимися темных туманностей.

Известно, что на светлом фоне Млечного Пути имеются отдельные места, представляющиеся темными пятнами. Таковы, например, темная туманность около ρ Змееносца, «Угольный мешок» на южном небе и целый ряд других объектов. Подобные же участки, иногда весьма небольшого диаметра (меньше градуса дуги), имеются, например, в

Кассиопее и Лебеде. Звездные подсчеты на фотографиях показывают исключительную бедность этих областей звездами, особенно слабыми звездами. Поскольку трудно допустить, что такая бедность звездами вызвана аномально низкой плотностью звезд внутри конуса, образованного прямыми, идущими от наблюдателя к границам этой области, так как это означало бы допущение существования пустых, почти свободных от звезд и притом иногда весьма узких коридоров в звездной системе, приходится сделать единственно возможный вывод, что в данном направлении, недалеко от наблюдателя, имеется поглощающее вещество, которое сильно ослабляет свет отдаленных звезд. Можно примерно оценить поглощение, т. е. оптическую толщу, таких *темных туманностей* и их расстояние от нас. В некоторых случаях оптическая толща доходит до двух-трех звездных величин. Что касается расстояния, то для того, чтобы темная туманность достаточно резко выделялась на фоне Млечного Пути, нужно, чтобы ее расстояние было не больше четырехсот парсеков. При больших расстояниях число звезд, более близких, на свет которых не действует туманность, настолько велико, что уже не приходится говорить об исключительной бедности в области туманности числа наблюдаемых звезд.

Расстояние и угловые размеры дают возможность оценить диаметр поперечного сечения темных туманностей, который оказывается порядка десяти парсеков. На самом деле, темных туманностей с меньшими размерами поперечного сечения больше, но они менее заметны. Ясно, далее, что линейное протяжение в глубину того же порядка, что и размеры поперечного сечения, так как нет никаких оснований считать все темные туманности вытянутыми в направлении луча зрения.

К темным туманностям примыкают «глобулы», темные области на небе с угловым диаметром порядка минуты и меньше, обнаруживаемые большей частью на фоне светлых диффузных туманностей.

Если не говорить о глобулах, природа которых еще далеко не ясна, приходится допустить, что темные туманности, как и все поглощающее вещество в Галактике, состоят из твердых частиц космической пыли. Поскольку наблюдения обнаруживают некоторую избирательность в их поглощательной способности, мы должны заключить, что диаметры этих частиц не превосходят в большинстве случаев длину волны. При более или менее правдоподобных предположениях об удельном весе вещества этих частиц мы приходим к массе порядка $50M_{\odot}$ для наиболее крупных из темных туманностей. Темные туманности меньших размеров имеют массу, не превосходящую $10M_{\odot}$.

Форма областей, экранируемых темными туманностями, обычно бывает совершенно неправильна. Более того, границы этих областей бывают довольно расплывчатыми. Все это говорит о том, что сами темные туманности обычно имеют неправильную, диффузную форму. Это обстоятельство связывает их со *светлыми диффузными туманностями*, имеющими непрерывный спектр, исследование которых

показало, что они представляют собой такие же облака космической пыли, что и темные туманности, с той лишь разницей, что они освещены звездами высоких светимостей.

Известно, что наблюдаемые нами светлые диффузные туманности разделяются на две группы: одни из них показывают спектр, состоящий из ярких линий различных легких элементов (*туманности с эмиссионным спектром*), в то время как другие (*отражающие туманности*) показывают непрерывный спектр с линиями поглощения, тождественный со спектром звезд какого-либо из известных спектральных типов. Естественно, что возник вопрос о причинах свечения диффузных туманностей обоих типов.

В спектрах эмиссионных диффузных туманностей встречаются те же линии, что и в спектрах планетарных туманностей. Главная разница в том, что в спектрах планетарных туманностей линии N_1 и N_2 (O III) доминируют и гораздо интенсивнее, чем соседняя с ними линия H β . Между тем в спектрах эмиссионных диффузных туманностей они не ярче H β . Отношение яркостей линий (O III) к (O II) также гораздо меньше, чем в случае планетарных туманностей. Это, а также отсутствие в спектрах диффузных туманностей линий ионизованного гелия показывают, что разница между этими случаями заключается лишь в степени возбуждения и ионизации атомов. В случае диффузных туманностей степень возбуждения и ионизации меньше. С другой стороны, черты сходства в спектрах указывают на то, что механизм возбуждения спектров в обоих случаях один и тот же, т. е. возбуждение и в случае диффузных туманностей вызывается ультрафиолетовым излучением горячей звезды. Хаббл показал, что действительно вблизи почти каждой диффузной туманности с эмиссионным спектром можно найти звезду-гигант класса O или B0, или группу таких гигантов, которых можно считать вызывающими возбуждение свечения согласно механизму, теория которого подробно изложена в главе о планетарных туманностях. Попытка определения температур этих гигантов по методу Занстра в предположении, что именно они являются источником светимости соответствующих диффузных туманностей, привела к оценкам, хорошо совпадающим с современными представлениями о температурах звезд классов O и B0 (30 000—25 000°), полученных на основании других методов. Итак, каждая эмиссионная диффузная туманность освещена горячей звездой или группой горячих звезд, вызывающей ее свечение. Из этого правила имеются только единичные исключения.

В случае же диффузных туманностей, дающих непрерывный спектр, всегда можно найти вблизи туманности сверхгигант более позднего спектрального типа, чем B0, спектр которого сходен со спектром туманности (если последний известен). В этом случае можно предположить, что туманность, состоящая из твердых частиц, отражает или, точнее, рассеивает свет, идущий от этого сверхгиганта.

Хаббл показал, что если для каждой диффузной туманности определить наибольшее из расстояний a от освещающей звезды (т. е. от сверхгиганта, о котором говорилось выше) до точек туманности, имеющих некоторую заранее принятую стандартную поверхностную яркость, то из эмпирических данных оказывается, что a связано с видимой величиной m освещающей звезды следующим соотношением:

$$m + 5 \lg a = \text{const.} \quad (35.36)$$

Если построить график $(m, \lg a)$, точки, соответствующие отдельным туманностям, концентрируются вблизи прямой (35.36) с небольшим рассеянием. С другой стороны, можно показать, что соотношение (35.36) непосредственно следует из гипотезы о том, что диффузные туманности освещаются звездами. В самом деле, обозначим освещенность от звезды, получаемую на Земле, через b . При этом речь идет об освещенности площадок, перпендикулярных к лучам звезды. Освещенность пылевой туманности, частицы которой расположены в некоторой плоскости, перпендикулярной к направлению лучей от звезды, будет равна:

$$b \frac{r^2}{\Delta^2},$$

где r и Δ — соответственно расстояния от звезды до Земли и до исследуемой точки туманности. При постоянной отражательной способности туманности (например, если туманность отражает практически весь свет звезды) наблюдаемая поверхностная яркость будет пропорциональна освещенности, т. е. $b \frac{r^2}{\Delta^2}$. Вместе с тем она, как известно, не зависит от расстояния между туманностью и наблюдателем (мы пренебрегаем поглощением).

Следовательно, если мы берем у различных туманностей точки, соответствующие некоторой стандартной поверхностной яркости, то в этих точках расстояние Δ удовлетворяет равенству

$$\Delta^2 = Cbr^2, \quad (35.37)$$

где C — постоянная. С другой стороны, для углового расстояния a от звезды до рассматриваемой точки туманности мы имеем:

$$a = \frac{\Delta}{r} \cos \theta, \quad (35.38)$$

где θ — угол, образуемый радиусом-вектором, проведенным от звезды к рассматриваемой точке туманности, с плоскостью, касательной к небесной сфере. На основании (35.37) и (35.38) получаем:

$$a^2 = Cb \cos^2 \theta,$$

или, переходя к логарифмам:

$$2 \lg a - \lg b = \lg C + 2 \lg \cos \theta.$$

Помножая на 2,5 и учитывая, что

$$-2,5 \lg b = m + C',$$

где m — видимая величина звезды, находим:

$$5 \lg a + m - 5 \lg \cos \theta = \text{const.} \quad (35.39)$$

Угол θ обычно нам не известен, и соотношение (35.39) не может быть проверено точно. Но, заменяя $\lg \cos \theta$ его средним значением, мы получим уравнение (35.36), которое находится в хорошем согласии с наблюдениями. Некоторая дисперсия точек на графике (m , $\lg a$) около прямой линии (35.36) связана, во-первых, с тем, что $\lg \cos \theta$ уклоняется у разных туманностей от среднего значения, а во-вторых, с тем, что альbedo различных туманностей различно.

Приближенное выполнение уравнения (35.36) не только подтверждает гипотезу о том, что свечение диффузных туманностей с непрерывным спектром является результатом рассеяния ими света освещающих звезд, но и то, что освещающие звезды-сверхгиганты в большинстве случаев правильно отождествляются астрономами. Это и понятно, поскольку число сверхгигантов в Галактике вообще невелико, а общность спектрального типа звезды и туманности является критерием, делающим ошибку в отождествлении освещающей звезды маловероятной.

Доказательство того, что в данном случае мы имеем дело с рассеянием света звезды пылевой туманностью, свидетельствует о том, что физическое состояние вещества в темных туманностях и светлых диффузных туманностях с непрерывным спектром одинаково.

Интересно, что соотношение (35.36) выполняется не только для диффузных туманностей с непрерывным спектром, но также и для эмиссионных туманностей. Этот факт является несколько неожиданным, ибо в этом случае мы имеем не простое отражение, а, как выше уже указывалось, процесс, аналогичный тому, который происходит в планетарных туманностях. Выполнение соотношения (35.36) для эмиссионных туманностей свидетельствует о том, что от единицы поверхности туманности в совокупности отдельных линий испускания излучается количество энергии, пропорциональное количеству энергии, падающей на эту единицу поверхности в обычной фотографической части спектра. Между тем мы знаем, что количество энергии, излучаемое в спектральных линиях единицей поверхности туманности, зависит от количества звездного излучения за границей лаймановской серии, падающего на 1 см^2 поверхности туманности.

Поэтому соблюдение соотношения (35.36) указывает на то, что отношение количества энергии, падающей на 1 см^2 туманности в фотографических лучах, к количеству энергии, падающей на ту же площадь в далекой ультрафиолетовой области спектра, приблизительно постоянно при переходе от туманности к туманности. Но это означает постоянство температур поверхностей освещающих звезд. Мы знаем,

что действительно звезды, освещающие диффузные туманности с эмиссионным спектром, принадлежат к весьма узкому интервалу спектральной последовательности, именно к классам O и B0 с линиями поглощения. Как правило, не встречается диффузных туманностей, освещенных звездами типа Вольф-Райе. Таким образом, температуры звезд, освещающих диффузные туманности с эмиссионным спектром, заключены в промежутке 20 000—30 000°. Что же касается того, что постоянная в правой части уравнения (35.36) примерно одна и та же для отражающих и эмиссионных туманностей, то это случайное обстоятельство. При другой температуре звезд, вызывающих свечение эмиссионных туманностей, эти постоянные отличались бы между собой.

Расстояние туманностей от освещающих их звезд измеряется часто несколькими парсеками. Спрашивается, существует ли между диффузными туманностями и освещающими их звездами генетическая связь или их связь носит чисто случайный характер. Иными словами, имеют ли они (звезда и туманность) общее происхождение и общее движение или, случайно сблизившись, находятся временно недалеко друг от друга, чтобы затем снова разойтись. Еще Хаббл, сопоставив лучевые скорости нескольких туманностей и освещающих их звезд, отметил несоответствие между ними, откуда сделал вывод, что связь носит чисто временный характер.

Однако вывод Хаббла, основанный на лучевых скоростях всего лишь пяти звезд, нуждался в серьезной проверке. Эта проверка была произведена Ш. Г. Горделадзе и В. А. Амбарцумяном следующим путем.

Если туманности лишь случайно встречаются с освещающими их звездами, то число туманностей, освещенных в каждый момент звездами того или иного спектрального класса, должно быть пропорционально вероятности для туманности находиться внутри одного из объемов, освещенных звездами данного спектрального типа. Это связано с тем очевидным обстоятельством, что каждая звезда, имеющая определенную светимость, может создать освещенность, превосходящую некоторое предельное значение только при нахождении освещаемого объекта внутри некоторого сферического объема. Если вдобавок задана отражательная способность, то мы можем указать вокруг каждой звезды такую сферу, что если туманность попадет в нее, то она будет обладать поверхностной яркостью, превосходящей некоторое определенное значение. При этом за такую минимальную поверхностную яркость мы можем принять ту, которая обнаруживается астрономическими инструментами определенной светосилы (скажем, 1:5) при определенной экспозиции (скажем, равной одному часу) и определенной чувствительности пластинок. Радиус этой сферы будет пропорционален корню квадратному из светимости звезды, т. е.

$$\lg \Delta = C - 0,2M,$$

где M — абсолютная величина звезды.

Объем этой сферы пропорционален кубу радиуса, т. е.

$$\lg V = C_1 - 0,6M. \tag{35.40}$$

Так, например, расчет показывает, что в случае приведенных примерных условий наблюдения звезды с абсолютной величиной $M = 0$ «освещают» вокруг себя приблизительно 1 куб. парсек, а звезды с абсолютной величиной $M = -5$ около 1000 куб. парсеков. Вне этих объемов туманность уже не будет доступна инструментам указанной светосилы при часовой экспозиции, так как ее поверхностная яркость будет слишком мала.

Очевидно, далее, что объемы, освещенные всей совокупностью звезд того или иного спектрального типа, будут равны $n\bar{V}$, где $\bar{V}$ — средний объем, освещаемый звездами данного типа, а n — число звезд этого типа в единице объема. Средний объем $\bar{V}$ может быть при этом получен путем усреднения по всем значениям абсолютной величины M объема $V(M)$, вычисленного по формуле (35.40) следующим образом:

$$\bar{V} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(M) V(M) dM}{\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(M) dM}, \tag{35.41}$$

где $\varphi(M)$ есть функция светимости для данного спектрального типа, показывающая, какая доля звезд данного типа имеет абсолютную величину, заключенную между $M - \frac{1}{2}$ и $M + \frac{1}{2}$. Таким образом,

Т а б л и ц а 35

Спектральный класс	N	$n\bar{V}$
О	11	$0,2 \cdot 10^{-4}$
В0	7	0,6
В1 — В9	54	2,9
А	5	0,8
F	2	0,25
G	1	0,18
К	2	0,25
М	0	0,02

вероятность для туманности быть освещенной звездой данного спектрального типа может быть вычислена из одних лишь звездно-статистических данных. Если, действительно, связь между туманностями и освещающими их звездами случайная, то число наблюдаемых туманностей, освещенных звездами того или иного типа, должно быть пропорционально $n\bar{V}$. В таблице 35 дается для каждого спектрального типа

число N наблюдаемых туманностей, освещенных звездами этого типа, по Хабблу, и доля галактического пространства $n\bar{V}$, освещаемая звездами того же типа, вычисленная согласно формуле (35.41) и данным звездной статистики о функциях светимости и частоте встре-

чаемости звезд разных типов. Мы видим, что гипотеза о случайном характере связи великолепно объясняет преобладание среди отражающих (рефлексионных) туманностей таких, которые связаны со звездами типов В1 — В9, и вообще находится в хорошем согласии с наблюдениями.

Заметим, что вместо использования согласно (35.41) функций светимости для отдельных спектральных типов, данные о которых пока недостаточно надежны, можно получить те же числа $n\bar{V}$ следующим образом.

В наших вычислениях мы не учитываем изменения чисел n с удалением от Солнца вдоль галактической плоскости. Поэтому мы можем ввести постоянную n под знак интеграла в формуле

$$p = n \int_{-\infty}^{\infty} V_0 \cdot 10^{-0,6M} \varphi(M) dM,$$

дающей на основании (35.40) и (35.41) ту долю единицы объема, которая освещена звездами заданного типа. Здесь V_0 есть объем, освещенный звездой нулевой абсолютной величины. Таким образом,

$$p = V_0 \int_{-\infty}^{\infty} n \varphi(M) \cdot 10^{-0,6M} dM. \quad (35.42)$$

С другой стороны, согласно основному интегральному уравнению звездной статистики для числа звезд видимой величины M в каком-нибудь направлении в плоскости Галактики мы имеем:

$$A(m) = \omega \int_0^{\infty} n \varphi(M) r^2 dr. \quad (35.43)$$

Выражая r из

$$5 \lg r - 5 = m - M,$$

мы можем переписать (35.43) в форме

$$A(m) = \frac{\omega}{5M} \int_{-\infty}^{\infty} n \cdot 10^{0,6(m-M)+3} \varphi(M) dM. \quad (35.44)$$

В формулах (35.43) и (35.44) не учитывается поглощение света в межзвездном пространстве. Но если мы ограничимся звездами до пятой звездной величины, т. е. самыми близкими звездами, — это вполне допустимо. Тогда, сравнивая (35.44) и (35.42), мы найдем, что

$$A(m) = \frac{\omega}{5M} 10^{0,6m+3} p,$$

откуда значения p могут быть вычислены из значений $A(m)$ для различных спектральных типов при каком-нибудь m . Таким образом, мы имеем возможность получить значения непосредственно из наблюдений. Полученные таким путем значения $p = n\bar{V}$ выписаны в последнем столбце таблицы 35.

Как мы видим, и в этом случае относительные значения величин p соответствуют относительным значениям наблюдаемых чисел диффузных туманностей. Таким образом, статистика спектров освещающих звезд находится в хорошем согласии с гипотезой случайной связи. Заметим, что в случае типов O и B0, где мы имеем дело с газовыми туманностями, несмотря на наличие некоторого отклонения, также имеется соответствие с наблюдениями. Однако, как мы увидим далее, вопрос о газовых туманностях сложнее, чем это кажется с первого взгляда. Поэтому мы сделаем пока некоторые выводы лишь в отношении пылевых туманностей.

Самый важный вывод, который следует за подтверждением гипотезы о случайном характере связи, заключается в том, что, помимо освещенных звездами пылевых туманностей, в звездной системе должно существовать огромное число неосвещенных туманностей.

В самом деле, числа p означают относительные доли какого-либо объема галактического пространства, освещенные звездами того или иного спектрального класса. Но сумма всех p не только не равна единице, а всего лишь порядка $\frac{1}{2000}$. Иными словами, звезды всех спектральных классов вместе освещают только одну двухтысячную долю межзвездного пространства. Но тогда из нашего вывода о случайности связи между пылевыми туманностями и освещающими их звездами следует, что общее число всех туманностей должно быть примерно в две тысячи раз больше, чем число освещенных. Следовательно, только редкие представители класса пылевых туманностей оказываются освещены звездами.

С другой стороны, подобно тому как среди освещенных диффузных туманностей имеются объекты разной величины и мощности, так и среди неосвещенных туманностей должны быть объекты разного диаметра и разной оптической толщи.

Те из них, которые находятся недалеко от нас и имеют особенно большую оптическую толщину, будут ослаблять свет находящихся за ними звезд и создавать на небе области, бедные звездами. Их мы будем наблюдать в виде «темных» туманностей. Таким образом, мы видим, что как «светлые», так и «темные» туманности являются частными случаями весьма многочисленного класса диффузных туманностей.

Если мы учтем, что с инструментами светосилы 1:5 и с экспозицией в один час на современных пластинках на небе может быть сфотографировано свыше сотни освещенных диффузных туманностей, подавляющее большинство которых находится от нас на расстоянии, меньшем 1500 парсеков, и притом внутри галактического слоя

толщиной в двести парсеков, то мы должны будем принять, что в этом объеме на самом деле находится свыше двухсот тысяч неосвещенных туманностей (так как $\sum p = \frac{1}{2000}$). Принимая, что радиус каждой из них порядка трех парсеков, мы можем сосчитать, какое число таких туманностей пересечет луч в плоскости Галактики на протяжении 1000 парсеков. Мы получим число порядка четырех туманностей на килопарсек пути луча. А так как эти туманности (или, как мы их дальше будем называть, *облака*) должны обладать известной поглощательной (или рассеивающей) способностью, о чем свидетельствует, в частности, их значительное альbedo, обнаруживающееся в случае их освещенности, то мы должны принять, что каждое из этих облаков производит заметное ослабление света находящихся за ним звезд, т. е. обладает значительной оптической толщей. Если даже принять, что эта толща, выраженная в звездных величинах, около $0^m,3$, то получится, что совокупность неосвещенных облаков должна вызывать поглощение, превосходящее 1^m на килопарсек. Таким образом, можно сделать вывод, что общее и избирательное поглощение, о которых говорилось в предыдущем разделе, если не полностью, то по крайней мере в части своей являются результатом действия совокупности поглощающих облаков, существование которой установлено выше. Ниже мы разберем следствия из предположения о том, что поглощающий слой состоит полностью из совокупности дискретных облаков. Случай, когда часть поглощения обусловлена непрерывной средой, может быть сведен к этому, ибо мы можем считать, что непрерывная среда оказывает такое же действие, как бесконечное (или очень большое) число облаков, каждое из которых обладает бесконечно малой (или очень малой) оптической толщей.

Дискретная структура поглощающего слоя вызовет определенные отклонения от равномерности в видимом распределении звезд и внегалактических туманностей. Мы начнем с неравномерностей в распределении внегалактических туманностей.

3. Флуктуации в числах внегалактических туманностей. Выше мы видели, что если принять поглощающее вещество распределенным в Галактике плоскопараллельными непрерывными слоями, параллельными плоскости галактического экватора, то число внегалактических туманностей до некоторой видимой величины m , проходящихся на один квадратный градус, будет функцией галактической широты. Таким образом, при этих условиях на данной галактической широте N_m не должно меняться. Однако если поглощающий слой состоит из отдельных облаков, то число облаков, пересекаемых лучами, идущими из двух соседних направлений, и имеющих даже одинаковую галактическую широту, будет вообще различно. Поэтому будет различно и поглощение в этих двух направлениях, а следовательно, будут разными и N_m .

Мы будем попрежнему исходить из предположения, что если бы не было поглощения в Галактике, то N_m во всех направлениях было бы одинаково и равнялось бы:

$$N_m = N_0 \cdot 10^{0,6m_0}, \quad (35.45)$$

где m_0 — видимая звездная величина, которая наблюдалась бы при отсутствии поглощения.

Рассмотрим лучи, идущие к нам от внегалактических туманностей, расположенных в некотором направлении на галактической широте b . Попав в Галактику, они пройдут какую-то совокупность поглощающих облаков, в результате чего их интенсивность будет ослаблена в отношении Q . Очевидно, что

$$Q = e^{-\tau}, \quad (35.46)$$

где τ — суммарная оптическая толща всех облаков, пересеченных лучом. Тогда туманности, имевшие при отсутствии поглощения в Галактике видимую величину m_0 , будут для наблюдателя иметь видимую величину

$$m = m_0 - 2,5 \lg Q. \quad (35.47)$$

Подставляя в (35.45) вместо m_0 его выражение из (35.47) через m , мы найдем:

$$N_m = N_0 \cdot 10^{0,6m} Q^{\frac{3}{2}}. \quad (35.48)$$

Величина Q является случайной переменной. Мы можем изучать статистический закон распределения различных значений N_m на данной галактической широте, основываясь на наблюдаемых значениях N_m в разных направлениях. Поэтому целесообразно получить представление о том, какими свойствами должно обладать это распределение в зависимости от статистических параметров, характеризующих совокупность поглощающих облаков.

Перепишем (35.48), внося в него значение Q из (35.46). Будем иметь:

$$N_m = N_0 \cdot 10^{0,6m} e^{-\frac{3}{2}\tau}. \quad (35.49)$$

Таким образом, закон распределения N_m зависит от закона распределения τ , т. е. полных оптических толщ, проходимых лучом. Но оптическая толща τ , проходимая лучом, складывается из оптических толщ, проходимых лучом в отдельных облаках:

$$\tau = \sum \sigma_i, \quad (35.50)$$

где случайными являются как число членов суммы, так и оптическая толща, проходимая лучом в каждом из облаков, т. е. значение каждого из σ_i . Последнее происходит оттого, что облака могут

быть различны и, кроме того, луч может пересечь облако по линиям, которым соответствуют различные значения оптической толщи.

Пусть $F(\sigma)$ есть вероятность того, что пересекемое лучом облако имеет по линии пересечения оптическую толщину, меньшую σ . Мы предположим, что $F(\sigma)$ есть функция, не зависящая от того, на каком расстоянии от галактической плоскости произошло пересечение.

Нам нужно найти закон распределения величины τ (оптической толщи всего слоя облаков в данной широте от наблюдателя до внешней границы слоя). Однако, чтобы решить эту задачу, мы возьмем сначала только часть рассматриваемого слоя облаков, до высоты z от плоскости Галактики, а затем будем увеличивать z . Обозначим оптическую толщину этого слоя в направлении с широтой b через t и зададимся целью найти функцию распределения t , т. е. вероятность $\varphi(t)$ того, что оптическая толщина, проходимая лучом в этом слое, меньше t .

Придадим нашему слою облаков некоторое линейное приращение толщины dz . Тогда путь, проходимый лучом в этом слое, увеличится на элементарный отрезок $dz \csc b$. При этом возможны два случая: на этом отрезке встретится одно облако или не встретится ни одного. Вероятность встречи будет пропорциональна длине отрезка $dz \csc b$ и будет равна $k dz \csc b$, где k — среднее число облаков, пересекаемых на данной высоте z на единице пути луча. Вероятность же не встретить ни одного облака будет равна $1 - k dz \csc b$. Функции распределения $\varphi(t)$ для случаев до приращения и после приращения будем отличать друг от друга индексами z и $z + dz$. Тогда на основании теорем сложения и умножения вероятностей мы будем иметь:

$$\varphi_{z+dz}(t) = (1 - k dz \csc b) \varphi_z(t) + k dz \csc b \int \varphi_z(t - \sigma) dF(\sigma). \quad (35.51)$$

Переносим $\varphi_z(t)$ в левую часть и делим на $k dz \csc b$, получим дифференциальное уравнение

$$\sin b \frac{d\varphi}{k dz} = -\varphi_z(t) + \int_0^t \varphi_z(t - \sigma) dF(\sigma). \quad (35.52)$$

Введем вместо z независимую переменную

$$v = \int_0^z k dz. \quad (35.53)$$

Тогда уравнение (35.52) перепишется в виде

$$\sin b \frac{d\varphi_v}{dv} = -\varphi_v(t) + \int_0^t \varphi_v(t - \sigma) dF(\sigma). \quad (35.54)$$

Из этого уравнения легко получить математические ожидания разных степеней t . Но для разработки вопроса о флуктуациях чисел внегалактических туманностей нам будут нужны не они, а математические ожидания разных степеней $e^{-\frac{3}{2}t}$. Для вычисления этих математических ожиданий помножим уравнение (35.54) на e^{-lt} и проинтегрируем от 0 до ∞ . Будем иметь:

$$\sin b \frac{d}{dv} \int_0^{\infty} e^{-lt} \varphi_v(t) dt = - \int_0^{\infty} e^{-lt} \varphi_v(t) dt + \int_0^{\infty} e^{-lt} dt \int_0^t \varphi_v(t-\sigma) dF(\sigma).$$

Путем перестановки порядка интегрирования и небольшого преобразования во втором члене правой части получаем:

$$\begin{aligned} \sin b \frac{d}{dv} \int_0^{\infty} e^{-lt} \varphi_v(t) dt = & - \int_0^{\infty} e^{-lt} \varphi_v(t) dt + \\ & + \int_0^{\infty} e^{-l\sigma} dF(\sigma) \int_0^{\infty} \varphi_v(x) e^{-lx} dx. \end{aligned} \quad (35.55)$$

Но

$$\int_0^{\infty} e^{-lt} \varphi_v(t) dt = -\frac{1}{l} e^{-lt} \varphi_v(t) \Big|_0^{\infty} + \frac{1}{l} \int_0^{\infty} e^{-lt} d\varphi_v(t) = \frac{1}{l} \overline{e^{-lt}},$$

поскольку $\varphi(0) = 0$ и $\varphi(\infty) = 1$.

Поэтому из (35.55), помножая все уравнение на l , получаем:

$$\sin b \frac{d}{dv} \overline{e^{-lt}} = - \overline{e^{-lt}} + \overline{e^{-l\sigma}} \overline{e^{-lt}}. \quad (35.56)$$

Здесь, как и в дальнейшем, мы обозначаем чертой сверху математические ожидания тех величин, над которыми черта проведена. Величина

$$q = e^{-\sigma} \quad (35.57)$$

есть прозрачность одного облака. Поэтому

$$\overline{e^{-l\sigma}} = \overline{q^l}$$

означает среднее значение l -й степени прозрачности одного облака при случайной ориентировке его по отношению к пронизывающему его лучу.

Обозначим, далее,

$$\overline{e^{-lt}} = g_v(l). \quad (35.58)$$

Тогда уравнение (35.56) перепишется в виде

$$\sin b \frac{dg_v(l)}{dv} = -g_v + \bar{q}^l g_v. \quad (35.59)$$

Интегрирование этого уравнения дает:

$$g_v(l) = C e^{-\frac{v}{\sin b} (1 - \bar{q}^l)}. \quad (35.60)$$

Но так как при $v = 0$ (т. е. когда $z = 0$) $g_v(l) = 1$, мы имеем $C = 1$. Поэтому

$$g_v(l) = e^{-\frac{v}{\sin b} (1 - \bar{q}^l)}. \quad (35.61)$$

В частности, мы можем применить полученную формулу к предельному значению v , когда z возрастает и мы имеем полный слой облаков. Обозначим это значение v через v_0 . Тогда мы имеем для математического ожидания величины $e^{-l\tau}$

$$g_{v_0}(l) = e^{-\frac{v_0}{\sin b} (1 - \bar{q}^l)}. \quad (35.62)$$

Полученный результат мы можем теперь использовать для вычисления математических ожиданий различных степеней N_m . Согласно (35.49) мы имеем:

$$\overline{N_m^k} = N_0^k \cdot 10^{0,6 km} \overline{e^{-\frac{3}{2} k \tau}} = N_0^k \cdot 10^{0,6 km} g_{v_0}\left(\frac{3}{2} k\right). \quad (35.63)$$

Поэтому на основании (35.62)

$$\overline{N_m^k} = N_0^k \cdot 10^{0,6 km} e^{-\frac{v_0}{\sin b} (1 - \bar{q}^{\frac{3}{2} k})}. \quad (35.64)$$

Отсюда, в частности, имеем для среднего значения N_m :

$$\bar{N}_m = N_0 \cdot 10^{0,6 m} e^{-\frac{v_0}{\sin b} (1 - \bar{q}^{\frac{3}{2}})}, \quad (35.65)$$

а также для среднего квадратичного отклонения:

$$\overline{(N_m - \bar{N}_m)^2} = N_0^2 \cdot 10^{1,2 m} \left(e^{-\frac{v_0}{\sin b} (1 - \bar{q}^2)} - e^{-\frac{2v_0}{\sin b} (1 - \bar{q}^{\frac{3}{2}})} \right). \quad (35.66)$$

В расчетах такого типа представляет наибольший интерес относительное значение среднего квадрата отклонения, т. е.

$$\frac{\overline{(N_m - \bar{N}_m)^2}}{\bar{N}_m^2} = e^{\frac{v_0}{\sin b} (1 - \bar{q}^{\frac{3}{2}})^2} - 1. \quad (35.67)$$

Формула (35.65) показывает, что зависимость между наблюдаемыми значениями $\lg \overline{N_m}$ и $\csc b$ должна быть линейная.

Найдя из данных наблюдений эту зависимость, мы можем определить и угловой коэффициент прямой, ее выражающей, т. е. найти численное значение величины

$$f_1 = v_0 \overline{(1 - q^{\frac{3}{2}})}. \quad (35.68)$$

Найдя из наблюдений средний квадрат отклонения от среднего на разных галактических широтах, мы можем согласно (35.67) найти также численное значение величины

$$f_2 = v_0 \overline{(1 - q^{\frac{3}{2}})^2}. \quad (35.69)$$

Однако в два уравнения (35.68) и (35.69) входят три величины, которые характеризуют совокупность поглощающих облаков и под-

лежат определению. Это v_0 , $\overline{(1 - q^{\frac{3}{2}})}$ и $\overline{(1 - q^{\frac{3}{2}})^2}$. Очевидно, что мы не можем их определить совместно. Но если мы допустим, что, например, величина q имеет малую дисперсию, т. е. что все значения прозрачности q равны одной и той же величине q_0 , то мы будем иметь, что третья из этих величин равна квадрату второй, и все величины определятся. Мы найдем q_0 и v . Иными словами, определим q_0 из соотношения

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{\overline{(1 - q^{\frac{3}{2}})^2}}{\overline{(1 - q^{\frac{3}{2}})}} = 1 - q_0^{\frac{3}{2}}. \quad (35.70)$$

На самом деле, среднее значение квадрата всегда больше квадрата среднего значения. Поэтому

$$1 - q_0^{\frac{3}{2}} = \frac{\overline{(1 - q^{\frac{3}{2}})^2}}{\overline{(1 - q^{\frac{3}{2}})}} > 1 - q^{\frac{3}{2}}$$

или

$$\overline{q^{\frac{3}{2}}} > q_0^{\frac{3}{2}}.$$

Таким образом, определенное выше $q_0^{\frac{3}{2}}$, которое может быть вычислено непосредственно из данных наблюдений, меньше среднего значения $q^{\frac{3}{2}}$.

Хотя мы видим, что вычисленное согласно (35.70) q_0 не равно в точности $\bar{q}$ или $(\bar{q}^{\frac{2}{3}})^{\frac{2}{3}}$, все же оно даст представление о том, вокруг какого значения концентрируются реальные значения q . Если использовать для получения $\bar{N}$ и $\bar{N}^2$ подсчеты Хаббла и Шапли, то для q получается значение порядка 0,8, т. е. каждое облако пропускает 80% падающего на него света. Таким образом, ослабление света звезд, производимое средним отдельным облаком, обычно небольшое, и поэтому вместо того, чтобы заметить действие каждого облака в отдельности, мы наблюдаем общий эффект, вызываемый совокупностью облаков в виде поглощения, растущего с расстоянием. Только в случаях значительного отклонения q от q_0 в сторону малых значений, когда q достигает значения $q = 0,2$ или $q = 0,3$, мы должны наблюдать поглощающие облака в виде отдельных темных туманностей.

Заметим, что если часть поглощающего вещества распределена в виде непрерывной среды или состоит из большого числа облаков с очень малой оптической толщиной, то с большой вероятностью q_1 , а следовательно и $q^{\frac{2}{3}}$, будет близко к единице. Тогда для объяснения того же наблюдаемого значения $\frac{f_2}{f_1}$ следует принять, что среднее поглощение в остальных облаках значительно больше, чем в том случае, когда при объяснении того же значения $\frac{f_2}{f_1}$ наличие такой непрерывной среды не предполагается.

§ 36. Газовая составляющая межзвездного вещества

1. Межзвездный газ. Наряду с общим ослаблением света звезд в результате поглощения межзвездным пылевым веществом их излучения во всех частотах видимой и фотографической области спектра, т. е. наряду с «непрерывным» поглощением света в межзвездном пространстве, мы наблюдаем часто в спектрах отдаленных звезд линии поглощения, вызываемые межзвездным веществом, находящимся в газовом состоянии. В доступных изучению частях спектра обращают на себя внимание прежде всего межзвездные линии Ca II (линии H и K), желтый дублет 5890 и 5896 Å, а также ультрафиолетовый дублет 3302 и 3303 Å Na I. Кроме того, наблюдаются межзвездные линии Ca I, K I, Ti II и линии молекул CH I и CH II. Во всех случаях мы имеем дело с линиями, поглощаемыми атомом, ионом или молекулой, находящимися в основном состоянии. Это и понятно, поскольку вследствие крайней разреженности излучения в межзвездном пространстве число атомов, находящихся в возбужденном состоянии, должно быть крайне мало.

Поскольку наблюдению межзвездных линий поглощения мешают линии поглощения, возникающие в атмосфере звезды, наличие этих

линий пока может быть обнаружено только у звезд, в спектрах которых эти помехи минимальны. Впервые наличие линий поглощения, вызванных веществом, находящимся вне атмосферы звезды, было обнаружено на основании изучения лучевых скоростей некоторых горячих гигантов, входящих в состав спектрально-двойных звезд. Оказалось, что линии H и K в их спектрах имеют компоненты, которые показывают неизменную скорость, в то время как все другие линии показывают периодическое изменение скорости вследствие орбитального движения. Эти компоненты линий Ca II отличаются от звездных компонент тех же линий и своим внешним видом: они являются гораздо более тонкими и четкими. Возникло предположение, что эти линии зарождаются вне атмосфер обеих компонент двойной звезды.

В дальнейшем такие же тонкие линии поглощения Ca II были обнаружены в спектрах одиночных звезд классов O и B, и оказалось, что лучевые скорости, определенные по этим линиям, отличаются от лучевых скоростей, определенных по остальным звездным линиям. Это подтвердило предположение о существовании межзвездного газа, в котором имеются ионы Ca II. Аналогичные заключения были сделаны на основании исследования желтого дублета натрия D_1 , D_2 ($\lambda = 5890 \text{ \AA}$, $\lambda = 5896 \text{ \AA}$).

Тот факт, что указанные межзвездные линии кальция наблюдаются только у звезд классов O и B, вовсе не дает оснований говорить о том, что межзвездное газовое вещество, производящее эти линии, сосредоточено только около этих звезд. Однако звезды более поздних типов имеют в своих спектрах собственные интенсивные и весьма широкие линии поглощения H и K, что не дает возможности наблюдать накладывающиеся на них слабые линии межзвездного кальция. Поэтому важно учесть, что межзвездный дублет натрия $D_{1,2}$ может наблюдаться не только в спектрах звезд классов O и B, но и в спектрах отдаленных звезд класса A (главным образом у сверхгигантов, которые могут наблюдаться на больших расстояниях). Это позволило сделать заключение, что межзвездный газ распространен повсеместно в плоскости Галактики, образуя некоторый слой по обе стороны от этой плоскости. Это заключение было целиком подтверждено наблюдениями над отдаленными звездами, находящимися в низких галактических широтах, в спектрах которых обнаруживаются более сильные межзвездные линии поглощения. Иными словами, была найдена корреляция между расстояниями звезд классов O — B и эквивалентными ширинами межзвездных линий. Однако вместе с тем оказалось, что хотя в среднем интенсивности межзвездных линий растут с расстоянием, все же наблюдаются отклонения от этого правила. Этот факт был правильно объяснен неравномерностью распределения межзвездного газа в различных направлениях. В распределении межзвездного газа наблюдается такая же неравномерность, как и в распределении межзвездной пыли.

С другой стороны, неравномерность в распределении межзвездного пылевого вещества, как мы видели выше, выражается в том, что оно распределено в Галактике в виде отдельных дискретных пылевых облаков. Возникает вопрос, не имеет ли слой межзвездного газа такую же клочковатую, облачную структуру? Не объясняются ли в значительной степени указанные выше отклонения флуктуациями в числе и размерах газовых облаков, через которые проходит луч света от отдаленной звезды?

Исследование межзвездных линий в спектрах звезд с помощью спектрографов большой дисперсии дало ответ на эти вопросы. Оказалось, что межзвездные линии в спектрах отдаленных звезд часто состоят из нескольких компонент, что соответствует прохождению луча от звезды через несколько облаков, имеющих различные лучевые скорости. Таким образом, открылась возможность в каждом отдельном случае узнать число облаков, через которые проходит свет звезды, хотя следует при этом иметь в виду и возможность слияния компонент, вызываемых разными облаками, в случае если их лучевые скорости близки друг к другу. Это относится особенно к тем направлениям, где влияние дифференциального эффекта галактического вращения на лучевые скорости близко к нулю, т. е. когда разность долгот $l - l_0$ данного направления и направления на центр Галактики близка к $\frac{n\pi}{2}$, где n — целое число.

Дальнейшее изучение отдельных компонент линий, их интенсивности и контуров должно привести к выяснению физических свойств отдельных облаков межзвездного газа и их химического состава. Указанные выводы о наличии системы многочисленных облаков межзвездного газа в Галактике приводят в свою очередь к вопросу о степени совпадения или тождественности этой системы с системой многочисленных облаков межзвездной пыли, вызывающих общее поглощение.

Применение небулярных спектрографов позволило сделать вывод о существовании в Галактике наряду с газовыми диффузными туманностями типа туманности Ориона или розеткообразной туманности вокруг скопления NGC 2244 в Единороге больших слабо светящихся туманных водородных полей (они получили это название потому, что обнаруживаются прежде всего по излучению линий бальмеровской серии). И диффузные газовые туманности и указанные водородные поля являются эмиссионными газовыми облаками. С другой стороны, мы лишены возможности наблюдать межзвездные водородные линии поглощения, поскольку в межзвездных газовых облаках все нейтральные водородные атомы находятся в основном состоянии, вследствие чего эти облака могут поглощать только линии лаймановской серии, которая находится в поглощаемой земной атмосферой области спектра.

Поэтому вопрос о связи облаков межзвездного газа с диффузными туманностями и водородными полями становится довольно сложным.

Возникает вопрос о том, в какой мере диффузные туманности и слабые водородные поля можно считать частными случаями облаков межзвездного газа, отличающимися от других облаков лишь наличием условий, при которых возникают линии испускания (например, наличием коротковолнового излучения горячих звезд).

Невозможность прямого исследования распределения огромной массы водорода в межзвездном пространстве, поскольку почти все его атомы находятся в основном состоянии и возбуждение в большинстве газовых облаков очень слабо, приводила до сих пор к большим неопределенностям в выводах о свойствах этих облаков. Однако открытие в 1951 г. радиоизлучения в частоте 1420,4 мегацикла/сек., соответствующей переходу между двумя подуровнями основного уровня $^2S_{1/2}$ нейтрального водородного атома (подуровнями, вызываемыми сверхтонкой структурой уровней водорода в связи с наличием спина протона), привело к возможности прямого исследования водорода в нормальном, невозбужденном состоянии и должно привести в ближайшие годы к значительному обогащению наших сведений о распределении и движении межзвездного газового вещества.

Для дальнейших исследований в этой области и разрешения поставленных выше вопросов необходима разработка теории образования межзвездных линий поглощения и излучения, а также теории, описывающей состояние межзвездного газа.

2. Образование межзвездных линий поглощения. Теория образования линий поглощения при прохождении света звезды через какое-либо облако межзвездного газа проще, чем теория линий поглощения, возникающих в атмосферах самих звезд. Причина этого заключается в том, что рассеянным светом в частотах линий поглощения межзвездного газа можно пренебречь. В самом деле, хотя свет звезды, поглощаемый туманностью в частотах резонансных линий (например, H и K), рассеивается во все стороны, однако только ничтожная его часть рассеивается в первоначальном направлении излучения звезды. Поэтому мы наблюдаем в почти чистом виде картину одного лишь ослабления света звезды в частотах линий (картину экстинкции).

В таком случае интенсивность прошедшего через облако излучения будет определяться формулой

$$I_{\lambda} = I_{\lambda}^{(0)} e^{-\tau_{\lambda}},$$

где τ_{λ} — оптическая толща облака в длине волны λ , а $I_{\lambda}^{(0)}$ — интенсивность неослабленного света звезды. Поэтому для эквивалентной ширины линии мы будем иметь:

$$W = \int (1 - e^{-\tau_{\lambda}}) d\lambda. \quad (36.1)$$

Оптическая толща τ_λ может быть выражена через число N поглощающих атомов в цилиндре с поперечным сечением, равным 1 см^2 , ось которого совпадает с лучом зрения и проходит через все облако

$$\tau_\lambda = N s_\lambda, \quad (36.2)$$

где s_λ — средний коэффициент поглощения «на один атом» или, точнее, средний коэффициент поглощения в том случае, когда в единице объема находится один атом.

Зависимость s_λ от λ , как это было показано в главе II, определяется различными причинами, вызывающими расширение спектральной линии. В условиях разреженного межзвездного газа могут играть заметную роль только две причины уширения линий: 1) уширение вследствие затухания излучения и 2) эффект Доплера — тепловой и макроскопический. Всякого рода уширения вследствие столкновений и молекулярного эффекта Штарка здесь не могут играть никакой роли. Что касается естественного уширения вследствие затухания излучения, то оно мало по сравнению с доплеровским тепловым расширением. Оно может начать играть роль только в том случае, когда число поглощающих атомов столь велико, что среда становится непрозрачной даже в крыльях линий поглощения, выходящих за пределы доплеровской ширины. На самом же деле наблюдаемые межзвездные линии и особенно компоненты этих линий, принадлежащие отдельным облакам, столь тонки, что ни о каком поглощении в крыльях линий не может быть и речи. Это свидетельствует о малом числе N поглощающих атомов вдоль луча.

Таким образом, остается один существенный фактор, который следует учитывать, — газокинетическое доплерово уширение.

При этих условиях зависимость коэффициента поглощения от длины волны должна выражаться формулой

$$s_\lambda = s_0 e^{\frac{-c^2(\lambda - \lambda_0)^2}{\lambda_0^2 b^2}}, \quad (36.3)$$

где c — скорость света, b выражается через температуру и массу атома формулой

$$b = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (36.4)$$

и λ_0 есть длина волны линии, соответствующая скорости данного облака.

Постоянную s_0 , равную коэффициенту поглощения в центре линии, мы можем найти, исходя из того, что выраженное через s_λ полное количество энергии, поглощаемое в единицу времени в линии при наличии изотропного излучения, с постоянной интенсивностью внутри линии, равно тому же количеству поглощаемой в единицу времени

энергии, выраженному через эйнштейновские коэффициенты вероятности перехода, т. е.

$$4\pi I_\nu \int s_\lambda d\lambda = B_{1\rightarrow 2} \rho_\nu h\nu,$$

где ρ_ν — плотность излучения. Из этого соотношения, учитывая, что

$$\rho_\nu = \frac{4\pi}{c} I_\nu \quad \text{и} \quad B_{1\rightarrow 2} = \frac{g_2}{g_1} \frac{A_{2\rightarrow 1} c^3}{8\pi h\nu^3},$$

найдем:

$$\int s_\lambda d\lambda = \frac{g_2}{g_1} \frac{A_{2\rightarrow 1}}{8\pi \lambda^2}, \quad (36.5)$$

где g_1 и g_2 — статистические веса нижнего и верхнего состояний. Подставляя в (36.5) выражение (36.3), получим после интегрирования:

$$s_0 = \frac{g_2}{g_1} \frac{A_{2\rightarrow 1} \lambda^3}{8\pi^2 b}. \quad (36.6)$$

С другой стороны, подставляя (36.3) в (36.2) и внося в (36.1), получим:

$$W = \int \left(1 - e^{-Ns_0 e^{-\frac{c^2(\lambda - \lambda_0)^2}{\lambda_0^2 b^2}}} \right) d\lambda, \quad (36.7)$$

или, обозначая

$$\frac{c(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0 b} = x,$$

найдем:

$$W = \frac{\lambda_0 b}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 - e^{-Ns_0 e^{-x^2}} \right) dx. \quad (36.8)$$

Определенный интеграл в правой части представляет собой некоторую функцию от Ns_0 , которая может быть затабулирована. Обозначим эту функцию через $F(Ns_0)$. Итак,

$$\frac{W}{b} = \frac{\lambda_0}{c} F(Ns_0). \quad (36.9)$$

Аргумент Ns_0 функции F представляет собой оптическую толщину в центре линии τ_0 . В таблице 36 приводятся значения $\lg \tau_0$ и соответствующие значения $F(\tau_0)$.

Из этой таблицы видно, что при малых τ_0 эквивалентная ширина пропорциональна τ_0 , но при $\tau_0 > 1$ наступает насыщение и эквивалентная ширина увеличивается все более медленно.

Наблюдения дают для спектральной линии значение эквивалентной ширины W . Величина вероятности перехода $A_{2 \rightarrow 1}$, входящая

Т а б л и ц а 36

$\lg \tau_0$	$\lg F(\tau_0)$	$\lg \tau_0$	$\lg F(\tau_0)$
9,0	9,24	0,6	0,42
9,2	9,43	0,8	0,48
9,4	9,61	1,0	0,52
9,6	9,79	1,2	0,56
9,8	9,96	1,4	0,59
0,0	0,11	1,6	0,62
0,2	0,24	1,8	0,64
0,4	0,34	2,0	0,66

согласно (36.6) в s_0 , должна быть известна из физики. Однако в формулу (36.9) входят две неизвестные величины N и b , характеризующие свойства облака. При этом, как видно из (36.6), величина b входит еще в знаменатель выражения для s_0 . Для совместного определения N и b нужно знать эквивалентные ширины хотя бы двух линий, поглощаемых из основного состояния данного атома. Покажем, как это может быть сделано.

Если линии соответствуют двум различным переходам, скажем $1 \rightarrow k$ и $1 \rightarrow l$, то для отношения эквивалентных ширин W_{1k} и W_{1l} из (36.9) будем иметь:

$$\frac{\lambda_{1l}}{\lambda_{1k}} \frac{W_{1k}}{W_{1l}} = \frac{F(Ns_{01k})}{F(Ns_{01l})}. \quad (36.10)$$

Левая часть (36.10) может быть найдена из наблюдений. Тем самым можно будет найти и разность

$$\lg F(Ns_{01k}) - \lg F(Ns_{01l}) = \lg \frac{\lambda_{1l}}{\lambda_{1k}} \frac{W_{1k}}{W_{1l}}. \quad (36.11)$$

С другой стороны, на основании (36.6) отношение

$$\frac{\tau_{01k}}{\tau_{01l}} = \frac{s_{01k}}{s_{01l}} = \frac{g_k}{g_l} \frac{A_{k \rightarrow 1}}{A_{l \rightarrow 1}} \frac{\lambda_{1k}}{\lambda_{1l}} \quad (36.12)$$

может быть вычислено из физических данных.

Таким образом, может быть вычислена и разность

$$\Delta = \lg \tau_{01k} - \lg \tau_{01l}. \quad (36.13)$$

Вычислив (36.11) и (36.13), мы можем в таблице 35 найти ту пару значений $\lg \tau$, которая имеет заданную разность (36.13) и приводит к разности $\lg F$, вычисленной по (36.11).

Таким образом, определяются τ_{01k} , τ_{01l} , $F(Ns_{01k})$ и $F(Ns_{01l})$. Зная $F(Ns_{01k})$ и W_{1k} из (36.9), сразу находим b . А зная b из соотношения $\tau_{01k} = Ns_{01k}$, пользуясь (36.6), находим N .

Возьмем для примера межзвездный натрий. Можно было бы попытаться в этом случае воспользоваться отношением компонентов дублета D_1 и D_2 . Отношение значений s_0 в этом случае равно 2. Однако при очень больших W отношение эквивалентных ширин в этом случае быстро приближается к единице, как это видно из таблицы 35. Поэтому небольшая ошибка в эмпирическом определении отношения эквивалентных ширин компонент может привести к большой ошибке в определении величин τ_0 для этих компонент и, следовательно, к большой ошибке в определении N .

Однако можно воспользоваться также отношением эквивалентных ширин для линии D_1 , желтого дублета и, скажем, линии 3303 Å ультрафиолетового дублета. В этом случае отношение вероятностей перехода также известно. Оно определено Ю. В. Филипповым и В. К. Прокофьевым и оказалось равным 21,8. При таком большом отношении вероятностей перехода и, следовательно, при большом отношении оптических глубин τ_0 в центрах двух линий из известных разностей $\lg \tau_0$ и разности $\lg F(\tau)$ значения τ определяются гораздо точнее. Следовательно, определяется точнее величина N . Так, исходя из отношения $\frac{D_1}{3303}$, наблюдаемого для звезды γ^2 Ориона, равного 9,8, Стремгрен нашел, что $\lg N = 13,99$, т. е. число поглощающих атомов натрия равно $9,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Произведя такой анализ для линий разных атомов и ионов, мы можем соответственно делать заключения об их относительном количестве.

Что касается величины b , то она введена у нас в связи с температурным движением поглощающих атомов. Между тем может оказаться, что в облаке имеются и макроскопические движения. Дисперсия скоростей этих движений по лучу зрения приводит к увеличению эффективного значения b . Точно так же в случае, когда компоненты одной и той же линии, соответствующие разным облакам, лежащим на луче зрения, сливаются (что обычно происходит в направлениях, в которых влияние галактического вращения на лучевые скорости мало), на b оказывает влияние (входит в нее) и дисперсия скоростей газовых облаков, через которые проходит луч света звезды.

Сравнение получаемых по изложенному методу значений N для Na и Ca II показывает, что для одной и той же звезды часто эти значения имеют величину одного порядка. Так, например, согласно Спицеру главная компонента межзвездных линий в спектре ξ Персея, т. е. компонента, вызванная более плотным облаком, дает для Na I

значение $N = 4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-2}$, а для Ca II значение $1,7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-2}$. Иногда для Na I значение N даже в четыре раза превосходит ту же величину для Ca II. Эти факты объясняются как различиями в обилии обоих элементов в межзвездном облаке, так и разной степенью ионизации.

3. Ионизация межзвездного газа. За исключением тех случаев, когда газовое облако находится непосредственно около горячего сверхгиганта или окружает его, т. е. тех случаев, когда мы имеем дело с условиями, похожими на существующие в диффузных светлых туманностях, ионизация вещества в облаках межзвездного газа вызывается совместным действием излучения всех звезд Галактики. При этом, очевидно, мы имеем, с одной стороны, наличие сильно разреженного излучения звезд, а с другой — сложение излучений, соответствующих разным температурам освещающих звезд. Ионизация в результате электронного удара играет в условиях межзвездного газа небольшую роль.

Пусть мы изучаем ионизацию в какой-либо точке межзвездного облака. Обозначим через $d\Omega$ суммарный телесный угол, под которым видны из этой точки все звезды, имеющие температуры, заключенные в интервале между T и $T + dT$. Считая, что для звезд соблюдается закон Планка, мы получим, что плотность излучения ρ_ν , обусловленная звездами одной лишь этой температурной группы, будет:

$$\rho_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^3} \frac{d\Omega}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Поэтому полная плотность излучения будет равна:

$$\rho_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^3} \int_0^\infty \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \frac{d\Omega}{dT} dT. \quad (36.14)$$

Таким образом, для вычисления ρ_ν необходимо знание функции $\frac{d\Omega}{dT}$. На настоящем этапе развития наших знаний мы можем определить функцию $\frac{d\Omega}{dT}$ только для окрестностей Солнца, пользуясь известными данными о видимом блеске звезд и их распределении по спектральным классам. Получаемое таким образом относительное распределение плотности излучения по частотам сильно отличается от планковского. Поэтому и ионизация межзвездного газа не может быть выражена теми формулами, которые справедливы при наличии планковского излучения, или (как это делается в случае планетарных туманностей, где имеется разреженное планковское излучение) путем введения множителя W в формулу для плотности излучения. Поэтому вычисление степени ионизации для тех или других атомов или ионов требует довольно подробных численных расчетов, основанных на численных

значениях ρ , и на стационарности чисел атомов в разных стадиях ионизации и возбуждения.

Хотя при этих вычислениях приходится делать разные, довольно мало обоснованные предположения о числе свободных электронов, однако во всех случаях мы приходим к выводу, что атомы Na должны быть гораздо сильнее ионизованы, чем ионы кальция.

Так, для отношения чисел ионов и нейтральных атомов натрия приближенно получается:

$$\frac{n_1}{n} \sim 10^6, \quad (36.15)$$

а для отношения чисел однажды и дважды ионизованных атомов кальция

$$\frac{n_2}{n_1} \sim 10^4. \quad (36.16)$$

Вследствие очень высоких потенциалов ионизации Na II и Ca III вторая ионизация натрия и третья ионизация кальция могут происходить чрезвычайно редко. Поэтому [см. формулы (36.15) и (36.16)] подавляющее большинство атомов натрия должно находиться в однажды ионизованном состоянии, а подавляющее большинство атомов кальция — в дважды ионизованном состоянии.

Если даже принять, что в межзвездном газе полное число атомов натрия во всех стадиях ионизации в три раза превосходит полное число атомов кальция (как это имеет место в солнечной атмосфере), то все же число ионов Ca II должно быть примерно в 30 раз больше, чем число нейтральных атомов натрия. Между тем линии дублета H и K имеют эквивалентные ширины того же порядка, что и линии желтого дублета D_{1,2}. Это пытались объяснить явлением насыщения линий поглощения при росте числа атомов. Теоретически явление насыщения объясняется данными таблицы 35.

Однако оказалось, что одинаковый порядок эквивалентных ширин для дублетов Na I и Ca II получается и в тех случаях, когда и те и другие линии далеки от насыщения. Это приводит для многих облаков к одинаковому порядку чисел поглощающих атомов Na I и Ca II. Поэтому возможно, что Na в газообразном межзвездном веществе встречается гораздо чаще кальция и относительно чаще, чем на Солнце.

Отсутствие данных о водородных линиях поглощения межзвездного вещества сильно затрудняет изучение состояния газа в межзвездных облаках. Однако наблюдения позволили установить наличие межзвездных облаков, испускающих линии бальмеровской серии, причем удобнее всего наблюдать эти облака в линии H α .

4. Поля H α -свечения. Мы видели выше, что число нейтральных атомов натрия вдоль луча зрения в одном облаке достигает иногда 10^{13} — 10^{14} см². Поскольку водород в тысячи раз обильнее, чем

натрий, а степень ионизации водорода должна быть по меньшей мере на два порядка ниже, мы приходим к выводу, что число нейтральных атомов водорода в столбике с основанием в 1 см^2 вдоль луча зрения должно достигать 10^{17} или 10^{18} и больше. Это означает, что газовые межзвездные облака должны быть непрозрачны к непрерывному излучению за границей серии Лаймана. Этот вывод приводит к интересным следствиям. Представим себе звезду класса O или B0, или группу подобных звезд, находящуюся вблизи галактической плоскости. Если такая звезда (или группа звезд) находится внутри одного из облаков, то она должна вызвать сильную ионизацию внутри этого облака и яркое свечение водородных линий. Мы будем наблюдать в этом случае светящуюся газовую диффузную туманность. Если же звезда находится между газовыми облаками, то она должна вызвать ионизацию в ближайших к ней облаках. Мы будем наблюдать свечение этих облаков в линиях бальмеровской серии, т. е. мы увидим вокруг возбуждающей звезды обширные поля H α -свечения. Такие поля удалось обнаружить с помощью небулярных спектрографов.

Важно, однако, что освещаемые возбуждающей звездой облака должны полностью поглощать излучение за границей серии Лаймана, вследствие чего экранируемые ими другие, более отдаленные, облака совершенно не получают L_c -излучения, и поэтому в них совершенно не возбуждается свечение водорода.

Это происходит следующим образом (см. рис. 75). Кванты L_c , испускаемые звездой S , проникают до оптической глубины $\tau = 1$ в частотах L_c в глубь облака. Дальше, однако, излучение ослабевает. Ослабление излучения L_c вызывает сильное уменьшение степени ионизации, вследствие чего резко возрастает число атомов водорода в нейтральном состоянии. Поэтому, начиная от слоя $\tau = 1$, оптическая глубина возрастает гораздо быстрее, чем до $\tau = 1$. В результате поглощение квантов L_c в этих слоях усиливается. Все

это ведет к тому, что расположенная за слоем $\tau = 1$ часть облака должна обладать огромной оптической толщей в частотах L_c . Облако оказывается состоящим из ионизованной части (область H II) и неионизованной части (область H I). В результате облака, расположенные на большем расстоянии от звезды за рассматриваемым облаком, почти совершенно не должны возбуждаться излучением звезды в линиях водорода.

Подобно тому как определяются массы планетарных и диффузных газовых туманностей, можно определить и массу водорода, сосредоточенную в светящейся части межзвездного облака. При этом мы

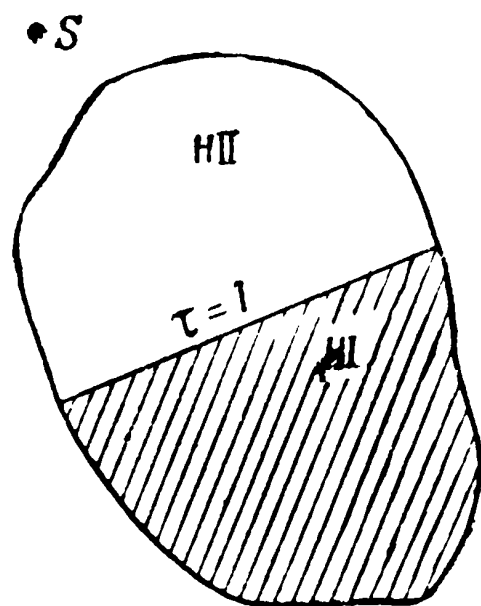


Рис. 75.

должны исходить из условия, что излучение единицы объема в каждой бальмеровской линии пропорционально числу рекомбинаций атомов водорода:

$$\epsilon = C n_i n_e = C n_i^2.$$

Помножая ϵ на квадрат объема V , получим:

$$\epsilon V^2 = C n_i^2 V^2 = \frac{C}{m^2} M,$$

где m — масса атома водорода, а M — масса светящейся части туманности. Величина ϵV равна светимости L туманности в рассматриваемой линии бальмеровской серии. Поэтому

$$LV = \frac{C}{m^2} M^2. \quad (36.17)$$

Формула (36.17) позволяет определить M на основании L и V .

Получаемые из такого расчета массы межзвездных облаков оказываются порядка десяти солнечных масс. Число всех атомов водорода в кубическом сантиметре, как ионизованных, так и нейтральных, оказывается порядка десяти. Радиусы облаков получаются из наблюдений порядка десяти парсеков.

Б. Гигантские газовые туманности. На Крымской астрофизической обсерватории акад. Г. А. Шайном была разработана новая методика обнаружения и исследования светлых диффузных газовых туманностей. Эта методика позволила Г. А. Шайну и В. Ф. Газе [81] открыть значительное число новых газовых туманностей и подойти к более глубокому пониманию их природы. В частности, определение Г. А. Шайном и В. Ф. Газе масс диффузных туманностей на основании оценок их светимости в линиях бальмеровской серии привело к выделению группы гигантских диффузных туманностей с массами порядка тысячи и даже больше масс Солнца. Из известных диффузных туманностей в эту группу входят туманность Ориона и розеткообразная туманность вокруг О-скопления NGC 2244. Оказалось, что такого рода гигантской диффузной туманностью окружено и скопление NGC 1805, являющееся ядром О-ассоциации Кассиопея VI. Интересная гигантская газовая туманность обнаружена в ассоциации Кассиопея II, недалеко от ядра этой ассоциации — скопления NGC 7510.

Интересно, что все эти гигантские туманности расположены в областях О-ассоциаций. При этом само расположение этих туманностей по отношению к тем звездам ассоциаций, которые вызывают их свечение, говорит о глубокой генетической связи туманностей с членами соответствующих ассоциаций. Эти гигантские диффузные туманности вряд ли можно считать обычными представителями совокупности межзвездных газовых облаков, случайно попавшими в соседство с членами

ассоциаций горячих гигантов. Поэтому заключение о случайном характере связи диффузных пылевых туманностей с освещающими их звездами нельзя распространять на эти гигантские газовые туманности.

Определение масс некоторых гигантских диффузных туманностей, расположенных в некоторых ближайших внегалактических системах, приводит к цифрам порядка десятков тысяч солнечных масс. Местоположение этих сверхгигантских диффузных туманностей совпадает с ассоциациями голубых гигантов, расположенными в этих системах.

ПРИЛОЖЕНИЕ I

ТАБЛИЦЫ, СЛУЖАЩИЕ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА СЕЛЕКТИВНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ СОВМЕСТНОМ ДЕЙСТВИИ ДОППЛЕРОВСКОГО РАСШИРЕНИЯ И ЭФФЕКТОВ ЗАТУХАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для величин $a = \frac{\delta_{ik}}{\Delta\nu_D}$, удовлетворяющих неравенству $a \ll 1$, может быть получено *) следующее выражение для функции $\varphi(a, p) = \frac{s_\nu}{s_{\nu_0}}$, определяемой выражением (11.39):

$$\varphi(a, p) = \frac{s_\nu}{s_{\nu_0}} = e^{-p^2} - \frac{2a}{\sqrt{\pi}} \left\{ 1 - 2pe^{-p^2} \int_0^p e^{z^2} dz \right\}. \quad (1)$$

В таблице 1 приведены для различных величин p значения фигурной скобки правой части написанной формулы

$$\Phi(p) = 1 - 2pe^{-p^2} \int_0^p e^{z^2} dz. \quad (2)$$

Для $a = 0,03$ ошибка в величинах $\varphi(a, p)$, возникающая при применении формулы (1) и таблицы 1, не превышает $0,5\%$ от самой величины $\varphi(a, p)$. Для $a = 0,10$ максимальная ошибка составляет около 3% , для $a = 0,20$ — около 9% . В связи с этим для больших значений a , чем примерно $0,05$, желательно иметь таблицы, дающие большую точность, чем таблица 1. Здесь мы даем три такие таблицы,

*) См., например, А. У н з о л ь д, Физика звездных атмосфер, Издательство иностранной литературы, 1949, § 44. Следует иметь в виду, что величина a , входящая в формулы Унзоляда, в два раза больше величины a , определяемой нашей формулой (11.38).

составленные Хьертингом*). В таблице 2 дается функция $\varphi(a, p) = \frac{s_v}{s_{v_0}}$ для ряда значений a и p ; максимальное значение a в таблице равно 0,2, максимальное значение p равно 5. Таблица 3 дает величины $\frac{s_v}{s_{v_0}} a^{-1}$ для p , меняющихся уже от 5 до 20.

Наконец, таблица 4 дает величины $\frac{s_v}{s_{v_0}}$ для a , меняющихся от 0,0 до 0,5.

Кроме того, может оказаться полезной таблица, составленная Гаррисом. Эту таблицу и соответствующие пояснения к ней см. в сборнике «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца», Издательство иностранной литературы, 1951, стр. 50.

Т а б л и ц а 1

p	$\Phi(p)$	p	$\Phi(p)$	p	$\Phi(p)$
0,0	1,0000	4,2	—0,03119	8,4	—0,007242
0,2	0,9221	4,4	—0,02815	8,6	—0,006902
0,4	0,7121	4,6	—0,02554	8,8	—0,006586
0,6	0,4303	4,8	—0,02330	9,0	—0,006290
0,8	0,1487	5,0	—0,02134	9,2	—0,006014
1,0	—0,07616	5,2	—0,01963	9,4	—0,005757
1,2	—0,2175	5,4	—0,01812	9,6	—0,005516
1,4	—0,2782	5,6	—0,01678	9,8	—0,005290
1,6	—0,2797	5,8	—0,01558	10,0	—0,005076
1,8	—0,2485	6,0	—0,01451	10,2	—0,004877
2,0	—0,2054	6,2	—0,01355	10,4	—0,004688
2,2	—0,1638	6,4	—0,01268	10,6	—0,00451Г
2,4	—0,1295	6,6	—0,01190	10,8	—0,004344
2,6	—0,1033	6,8	—0,01118	11,0	—0,004183
2,8	—0,08389	7,0	—0,01053	11,2	—0,004035
3,0	—0,06962	7,2	—0,009938	11,4	—0,003893
3,2	—0,05896	7,4	—0,009393	11,6	—0,003757
3,4	—0,05076	7,6	—0,008892	11,8	—0,003630
3,6	—0,04430	7,8	—0,008429	12,0	—0,003510
3,8	—0,03908	8,0	—0,008003		
4,0	—0,03478	8,2	—0,007608		

*) F. Hjerting, Ap. J. 88, 508, 1938.

<i>a</i>	<i>p</i>				
	0,00	0,25	0,50	0,75	1,00
0,00	1,000	0,939	0,770	0,570	0,368
0,01	0,989	0,930	0,772	0,567	0,369
0,02	0,978	0,920	0,766	0,565	0,370
0,03	0,967	0,910	0,760	0,562	0,370
0,04	0,956	0,901	0,753	0,560	0,371
0,05	0,946	0,892	0,747	0,558	0,371
0,06	0,936	0,883	0,741	0,555	0,372
0,07	0,926	0,874	0,735	0,552	0,372
0,08	0,916	0,865	0,729	0,550	0,373
0,09	0,906	0,856	0,723	0,548	0,373
0,10	0,896	0,848	0,718	0,545	0,373
0,11	0,887	0,840	0,712	0,542	0,374
0,12	0,878	0,831	0,706	0,540	0,374
0,13	0,869	0,823	0,701	0,538	0,374
0,14	0,860	0,815	0,695	0,535	0,374
0,15	0,851	0,807	0,690	0,532	0,374
0,16	0,842	0,799	0,684	0,530	0,374
0,17	0,834	0,792	0,679	0,527	0,374
0,18	0,825	0,784	0,674	0,525	0,374
0,19	0,817	0,777	0,668	0,522	0,373
0,20	0,809	0,770	0,663	0,520	0,373

<i>a</i>	<i>p</i>				
	2,75	3,00	3,25	3,50	3,75
0,00	0,00052	0,000123	0,000026	0,000005	0,000001
0,01	0,00151	0,000908	0,000666	0,000539	0,000455
0,02	0,00251	0,00169	0,00130	0,00107	0,000910
0,03	0,00350	0,00248	0,00194	0,00161	0,00136
0,04	0,00449	0,00326	0,00258	0,00214	0,00182
0,05	0,00548	0,00404	0,00322	0,00268	0,00227
0,06	0,00646	0,00483	0,00386	0,00321	0,00273
0,07	0,00745	0,00561	0,00450	0,00374	0,00318
0,08	0,00843	0,00639	0,00513	0,00428	0,00364
0,09	0,00940	0,00717	0,00577	0,00481	0,00409
0,10	0,0104	0,00794	0,00641	0,00534	0,00454
0,11	0,0114	0,00872	0,00704	0,00587	0,00500
0,12	0,0123	0,00949	0,00768	0,00640	0,00545
0,13	0,0133	0,0103	0,00831	0,00693	0,00590
0,14	0,0142	0,0110	0,00894	0,00746	0,00635
0,15	0,0152	0,0118	0,00957	0,00799	0,00680
0,16	0,0162	0,0126	0,0102	0,00852	0,00726
0,17	0,0171	0,0133	0,0108	0,00905	0,00771
0,18	0,0180	0,0141	0,0115	0,00958	0,00816
0,19	0,0190	0,0149	0,0121	0,0101	0,00860
0,20	0,0199	0,0156	0,0127	0,0106	0,00906

Т а б л и ц а 2

<i>p</i>					
1,25	1,50	1,75	2,00	2,25	2,50
0,210	0,105	0,0468	0,0183	0,00633	0,00193
0,212	0,109	0,0497	0,0206	0,00806	0,00323
0,215	0,112	0,0525	0,0229	0,00979	0,00452
0,217	0,115	0,0553	0,0252	0,0115	0,00581
0,220	0,118	0,0581	0,0274	0,0132	0,00710
0,222	0,121	0,0608	0,0296	0,0149	0,00838
0,224	0,123	0,0635	0,0318	0,0166	0,00966
0,226	0,126	0,0660	0,0339	0,0182	0,0109
0,229	0,129	0,0687	0,0360	0,0198	0,0122
0,231	0,131	0,0713	0,0381	0,0215	0,0134
0,232	0,134	0,0737	0,0402	0,0231	0,0147
0,234	0,136	0,0762	0,0422	0,0247	0,0160
0,236	0,139	0,0786	0,0442	0,0263	0,0172
0,238	0,141	0,0810	0,0463	0,0279	0,0184
0,240	0,144	0,0833	0,0482	0,0294	0,0196
0,241	0,146	0,0856	0,0502	0,0310	0,0208
0,243	0,148	0,0879	0,0520	0,0325	0,0221
0,244	0,150	0,0901	0,0540	0,0340	0,0233
0,246	0,152	0,0922	0,0558	0,0356	0,0245
0,247	0,154	0,0943	0,0576	0,0371	0,0256
0,248	0,157	0,0964	0,0595	0,0385	0,0268

<i>p</i>				
4,00	4,25	4,50	4,75	5,00
0,000000	0,000000	0,000000	0,000000	0,000000
0,000393	0,000343	0,000302	0,000269	0,000241
0,000785	0,000686	0,000605	0,000538	0,000482
0,00118	0,00103	0,000907	0,000806	0,000722
0,00157	0,00137	0,00121	0,00108	0,000963
0,00196	0,00171	0,00151	0,00134	0,00120
0,00236	0,00206	0,00181	0,00161	0,00144
0,00275	0,00240	0,00212	0,00188	0,00169
0,00314	0,00274	0,00242	0,00215	0,00192
0,00353	0,00308	0,00272	0,00242	0,00217
0,00392	0,00343	0,00302	0,00269	0,00241
0,00432	0,00377	0,00332	0,00295	0,00265
0,00471	0,00411	0,00362	0,00322	0,00289
0,00510	0,00445	0,00392	0,00349	0,00313
0,00549	0,00479	0,00423	0,00376	0,00337
0,00588	0,00513	0,00453	0,00403	0,00361
0,00627	0,00547	0,00483	0,00429	0,00385
0,00666	0,00581	0,00513	0,00456	0,00409
0,00705	0,00615	0,00543	0,00483	0,00433
0,00744	0,00649	0,00573	0,00510	0,00457
0,00783	0,00683	0,00603	0,00536	0,00481

Т а б л и ц а 3

p	$\frac{s_v}{s_{v_0}} a^{-1}$	p	$\frac{s_v}{s_{v_0}} a^{-1}$	p	$\frac{s_v}{s_{v_0}} a^{-1}$
5,0	0,0241	10,0	0,00573	15,0	0,00251
5,5	0,0197	10,5	0,00519	15,5	0,00235
6,0	0,0164	11,0	0,00472	16,0	0,00221
6,5	0,0139	11,5	0,00432	16,5	0,00208
7,0	0,0119	12,0	0,00396	17,0	0,00196
7,5	0,0103	12,5	0,00365	17,5	0,00185
8,0	0,00903	13,0	0,00337	18,0	0,00175
8,5	0,00798	13,5	0,00312	18,5	0,00166
9,0	0,00710	14,0	0,00290	19,0	0,00157
9,5	0,00636	14,5	0,00270	19,5	0,00149
10,0	0,00573	15,0	0,00251	20,0	0,00142

Т а б л и ц а 4

p	s_v/s_{v_0}					
	$a = 0,0$	$a = 0,1$	$a = 0,2$	$a = 0,3$	$a = 0,4$	$a = 0,5$
0,00	1,00	0,90	0,81	0,74	0,67	0,62
0,25	0,94	0,85	0,77	0,70	0,64	0,59
0,50	0,78	0,72	0,66	0,62	0,57	0,53
0,75	0,57	0,54	0,52	0,50	0,47	0,44
1,00	0,37	0,37	0,37	0,37	0,36	0,36
1,25	0,21	0,23	0,25	0,26	0,27	0,27
1,50	0,10	0,13	0,16	0,17	0,19	0,20
1,75	0,047	0,074	0,096	0,12	0,13	0,14
2,00	0,018	0,040	0,060	0,076	0,090	0,103
2,50	0,002	0,015	0,027	0,038	0,049	0,058
3,00	0,0001	0,0079	0,016	0,023	0,030	0,037
3,50	0,0000	0,0053	0,011	0,016	0,021	0,026
4,00	0,0000	0,0039	0,0078	0,012	0,016	0,019
4,50	0,0000	0,0030	0,0060	0,0090	0,012	0,015
5,00	0,0000	0,0024	0,0048	0,0072	0,0096	0,012

НЕКОТОРЫЕ ВАЖНЕЙШИЕ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

1. Астрономические постоянные

Одна астрономическая единица	$1,4964 \cdot 10^{18} \text{ см}$
Один световой год соответствует	$9,463 \cdot 10^{17} \text{ см}$
Один парсек = 3,26 световых лет	$3,084 \cdot 10^{18} \text{ см}$
Масса Солнца	$1,991 \cdot 10^{33} \text{ г}$
Радиус Солнца	$6,963 \cdot 10^{10} \text{ см}$
Средняя плотность Солнца	$1,41 \text{ г/см}^3$
Ускорение силы тяжести на поверхности Солнца	$2,740 \cdot 10^4 \text{ см/сек}^2$
Полная энергия, излучаемая Солнцем	$3,79 \cdot 10^{33} \text{ эрг/сек}$
Число секунд в году	$3,1558 \cdot 10^7 \text{ сек}$
Параллакс Солнца	$8'',790$

2. Физические постоянные

Скорость света в вакууме	$c = 2,99776 \cdot 10^{10} \text{ см/сек}$
Постоянная тяготения	$G = 6,670 \cdot 10^{-8} \frac{\text{дин} \cdot \text{см}^2}{\text{г}^2}$
Постоянная Планка	$h = 6,624 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек}$
Постоянная Авогадро (число атомов или молекул в моле)	$N_0 = 6,023 \cdot 10^{23} \text{ 1/моль}$
Заряд электрона	$e = 4,802 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE}$
Постоянная Ридберга для водорода	$R_{\text{H}} = 109\,677,581 \text{ см}^{-1}$
Масса электрона	$m_e = 9,1066 \cdot 10^{-28} \text{ г}$
Масса атома водорода (H ¹)	$m_{\text{H}} = 1,6734 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Масса протона	$m_p = 1,6725 \cdot 10^{-24} \text{ г}$
Отношение массы протона к массе электрона	$\frac{m_p}{m_e} = 1836,5$
Постоянная Больцмана	$k = 1,380 \cdot 10^{-16} \text{ эрг} \cdot \text{град}$
Первая постоянная закона излучения	$c_1 = 8\pi h c = 4,990 \cdot 10^{-15} \text{ эрг} \cdot \text{см}$
Вторая постоянная закона излучения	$c_2 = \frac{hc}{k} = 1,4834 \text{ см} \cdot \text{град}$
Постоянная закона Стефана-Больцмана	$\sigma = 5,672 \cdot 10^{-5} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ град}^4 \cdot \text{сек}}$
Постоянная смещения закона Вина	$\lambda_{\text{max}} T = 0,2897 \text{ см} \cdot \text{град}$
Радиус первой орбиты водородного атома	$a_1 = \frac{h^2}{4\pi^2 m_e e^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ см}$
Энергия в эргах, соответствующая 1 эв	$1,6020 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$

Длина волны, соответствующая кванту с энергией 1 эв	12 395 Å
«Температура», соответствующая 1 эв	11 606 °K
Стандартная атмосфера	1 013 246 $\frac{\text{дин}}{\text{см}^2 \text{ атм}}$
Механический эквивалент тепла	4,1855 $\frac{\text{джоуль}}{\text{калория}}$
Газовая постоянная на моль	$R = 8,3144 \cdot 10^7 \frac{\text{эрг}}{\text{град} \cdot \text{моль}}$
Постоянная плотности излучения	$a = 7,569 \cdot 10^{-15} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{град}}$

ЛИТЕРАТУРА

- [1] С. Росселанд, Астрофизика на основе теории атома. ОНТИ, 1936.
- [2] А. Унзольд, Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.
- [3] Успехи астрономических наук, т II, 1941.
- [4] Астрофизический сборник, под ред. Н. Н. Парийского. ИЛ, 1949.
- [5] Сборник «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца», под ред. Н. Н. Парийского, ИЛ, 1951.
- [6] Е. Янке и Ф. Эмде, Таблицы функций. Гостехиздат, 1948.
- [7] Э. Р. Мустель, Теория лучистого равновесия звездных фотосфер для коэффициента поглощения, не зависящего от частоты. Труды ГАИШ, 13, 2, 1940.
- [8] Э. Р. Мустель, Распределение энергии в непрерывном спектре звезд ранних классов, части I и II. АЖ 18, 297, 1941 и 21, 133, 1944.
- [9] В. А. Амбарцумян, Комптоновское рассеяние в спектрах звезд. Ученые записки ЛГУ, № 22, 5, 1938.
- [10] В. А. Амбарцумян, Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1939.
- [11] Э. В. Шпольский, Атомная физика, т. I. Гостехиздат, 1939.
- [12] Успехи астрономических наук, т. V, 1950.
- [13] Г. Герцберг, Атомные спектры и строение атомов. ИЛ, 1948.
- [14] Т. М. Фофанова, Спектрофотометрия звезд-гигантов. Известия ГАО 18, вып. 3, № 144, 68, 1950.
- [15] Л. Ландау и Е. Лившиц, Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1944.
- [16] В. А. Крат, Фигуры равновесия небесных тел. Гостехиздат, 1950.
- [17] В. В. Соболев, Некогерентное рассеяние света в звездных атмосферах. АЖ 26, 129, 1949.
- [18] Успехи астрономических наук, 1939.
- [19] Известия КАО 7, 1951.
- [20] Успехи астрономических наук, 3, 1947.
- [21] Успехи астрономических наук, 4, 1948.
- [22] Б. В. Кукаркин, Исследование строения и развития звездных систем на основе изучения переменных звезд. Гостехиздат, 1949.
- [23] Курс астрофизики и звездной астрономии, под ред. А. А. Михайлова, ч. I. Гостехиздат, 1951.
- [24] Курс астрофизики и звездной астрономии, ч. II. ОНТИ, 1936.
- [25] П. П. Паренаго, Курс звездной астрономии. Гостехиздат, 1946.
- [26] С. Чандрасекар, Введение в изучение строения звезд. ИЛ, 1950.
- [27] В. С. Бердичевская, Строение фотосфер типа A0., АЖ 22, 359, 1945.
- [28] С. А. Богуславский, Движение электронов в электромагнитных полях, 1927.
- [29] Х. Альфвен, Космическая электродинамика. ИЛ, 1952.
- [30] М. Борн, Оптика. Гостехиздат Украины, 1937.
- [31] Г. А. Шайн и П. Ф. Шайн, Дифференциальные систематические смещения линий в спектрах белых сверхгигантов. Известия КАО 4, 49, 1949.

- [32] Б. А. Северный и А. Б. Гильварг, Интерференционно-поляризационный фильтр для исследования Солнца и опыт его применения. Известия КАО 4, 3, 1949.
- [33] И. С. Шкловский, Солнечная корона. Гостехиздат, 1951.
- [34] М. Вальдмейер, Результаты и проблемы исследования Солнца. ИЛ, 1950.
- [35] Э. Р. Мустель, Об истолковании кальциевых и водородных спектрограмм. Доклады АН СССР 82, 21, 1952.
- [36] В. П. Вязаницын, Абсолютная фотометрия солнечной хромосферы. Известия ГАО, № 147, 19, 1951.
- [37] Г. А. Шайн, Результаты наблюдения спектра короны 19 июня 1936 г., Известия КАО, I, 102, 1947.
- [38] Е. Я. Бугославская, Структура солнечной короны, Труды ГАИШ, XIX, 1950.
- [39] С. К. Всехсвятский и Е. Я. Бугославская, Вращение солнечной короны, определенное по видимым смещениям деталей (стр. 363) и Внутренняя корона Солнца 19 июня 1936 г. Изучение корональной структуры и изменений в короне и хромосфере (стр. 368). Доклады АН СССР, XXV, 5, 1939.
- [40] Сборник «Физические процессы в газовых туманностях», под ред. В. Г. Фесенкова. ИЛ, 1948.
- [41] С. Б. Пикельнер, Диссипация солнечной короны и ее значение. Доклады АН СССР, LXXII, 1950.
- [42] Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды. Издательство АН СССР, 1948.
- [43] Б. А. Воронцов-Вельяминов, Бело-голубая последовательность на диаграмме Рассела (стр. 83) и Интерпретация бело-голубой последовательности на диаграмме Рассела (стр. 145). АЖ 24, вып. 2 и 3, 1947.
- [44] Б. А. Воронцов-Вельяминов, Графики для определения температур звезд по методу Цанстра. АЖ 24, 201, 1947.
- [45] В. В. Соболев, Об электронных температурах планетарных туманностей и температурах их ядер. Ученые записки ЛГУ, № 82, 1941.
- [46] Г. А. Шайн, Note on Intensity Decrement of Balmer lines in Gaseous Nebulae. Циркуляры Пулковской обсерватории. № 11. 1934.
- [47] В. В. Соболев, Световое давление в расширяющейся туманности. АЖ 21, вып. 4, 1944.
- [48] Э. Р. Мустель, О происхождении диффузно-искрового и орионова спектра у новых звезд. АЖ 24, 97, 1947. АЖ, 24, 155, 1947.
- [49] Э. Р. Мустель, Об интерпретации отрицательных ускорений, характеризовавших некоторые абсорбционные системы в спектрах новых звезд. АЖ 24, 280, 1947. АЖ 25, 11, 1948.
- [50] Э. Р. Мустель, Исследование вопроса о выбрасывании материи новыми звездами после максимума блеска, Известия КАО, I, часть 2, 91, 1948.
- [51] В. В. Соболев, Свечение звездных оболочек при отсутствии лучевого равновесия. АЖ 27, 81, 1950.
- [52] Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский, Взрывы в звездах, обусловленные ядерными реакциями, как возможная причина вспышек новых и сверхновых звезд (№ 1) и Периферические взрывы в звездах, обусловленные ядерными реакциями (№ 2). Доклады АН СССР 56, № 1, 2, 1947.
- [53] Э. Р. Мустель, О происхождении вспышек новых звезд, Известия КАО, VI, 144, 1951.
- [54] В. А. Амбарцумян, О лучевом равновесии водородных оболочек, окружающих звезды, Ученые записки ЛГУ, № 31, 1939.
- [55] C. Beals, Spectrophotometric studies of Wolf-Rayet stars and Novae; Publ. Dom. Aph. Obs., Victoria 6, № 9, 1934.

- [56] В. В. Соболев, Об интенсивности эмиссионных линий в спектрах звезд ранних классов. АЖ 24, 1, 1947.
- [57] В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд. Издательство ЛГУ, 1947.
- [58] В. А. Амбарцумян, On the intensities of λ 4686 and H β in the Wolf-Rayet Stars. Циркуляр Пулковской обсерватории, № 7, 1, 1939.
- [59] Б. А. Воронцов-Вельяминов, Интенсивности и фотометрический эффект ярких полос в спектрах шести звезд Вольф-Райе и их температура. АЖ 23, 1, 1946.
- [60] Сборник «Астрономия в СССР за тридцать лет», под ред. М. С. Зверева, П. П. Паренаго и А. Б. Северного. Гостехиздат, 1948.
- [61] В. А. Амбарцумян, Об ионизации небулярных оболочек, окружающих звезды. MN, 95, 469, 1935.
- [62] Ш. Г. Горделадзе, Ueber die Anwendung der Zanstra-Methode zur Temperaturbestimmung der von einer Gashülle kleineren Umfangs umgebenen Sterne. Zeitschrift für Astrophysik 13, 48, 1936.
- [63] В. Петри, Spectrophotometric gradients of some Wolf-Rayet, O and B stars. Publ. Dom. Obs., Victoria, 7, № 25, 1947.
- [64] Д. Барбье, Д. Шалонж. Intensités totales des raies de l'hydrogène et du calcium ionisé dans les spectres stellaires. Ann. d'Aph. 4, 1, 1941.
- [65] В. Г. Горбачкий, Ионизация в протяженных оболочках звезд. Ученые записки ЛГУ, № 136, 1950.
- [66] Б. Г. Горбачкий, Интерпретация изменений спектра γ Кассиопеи. АЖ 26, 5, 1949.
- [67] С. Чандрасекар, On the radiative equilibrium of a stellar atmosphere. Aph. J. 103, 351, 1946.
- [68] В. В. Соболев, О поляризации рассеянного света. Ученые записки ЛГУ, № 116, 1949.
- [69] В. А. Домбровский, О поляризации излучения звезд ранних спектральных типов. Доклады АН Армянской ССР, X, № 5, 1949.
- [70] В. А. Домбровский. Изучение поляризации света звезд в области звездной ассоциации Цефей I. Доклады АН Армянской ССР, XII, № 4, 1950.
- [71] Г. А. Шайн, Ueber die Emissionslinien des Wasserstoffs in den Spectren langperiodischer. Veränderlicher. Zeitschrift für Astrophysik 10, 73, 1936.
- [72] Г. А. Шайн, Природа эмиссионного спектра долгопериодических переменных звезд. Известия АН СССР, серия физическая, 9, № 3, 1945.
- [73] В. А. Амбарцумян, Эволюция звезд и астрофизика. Издательство АН Армянской ССР, 1947.
- [74] В. А. Амбарцумян, Звездные ассоциации, АЖ 26, 3, 1949.
- [75] В. А. Амбарцумян и Б. Е. Маркарян, Звездная ассоциация вокруг Р Лебеда. Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. 11, 1949.
- [76] П. П. Паренаго и А. Г. Масевич, Соотношение масса — светимость — радиус. Труды ГАИШ 20, 1951.
- [77] К. Ф. Герцфельд, Кинетическая теория материи. ОНТИ, 1935.
- [78] В. В. Соболев, К задаче о диффузном отражении и пропускании света. Доклады АН СССР 69, 4, 1949.
- [79] В. В. Соболев, О рассеянии света в атмосферах Земли и планет. Ученые записки ЛГУ, № 116, 1949.
- [80] К. Шифрин, Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, 1951.
- [81] Г. А. Шайн и В. Ф. Гаазе, О преимущественной ориентации волокон и других структурных деталей в газовых туманностях. Доклады АН СССР, 82, 6, 1952.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Альбедо 553, 554, 568
- планетной атмосферы 568—570
- планеты 554
- сферическое 569
- туманностей 594
- Ассоциации голубых гигантов 616
- Атмосфера звезд, линейная скорость вращения 211
- — Вольф-Райе, содержание водорода и гелия 497, 498
- — —, химический состав 497
- —, определение ускорения силы тяжести 206, 207
- —, расширение и сдвиг линий поглощения 209
- —, содержание изотопов C^{12} и C^{13} 250, 251
- —, турбулентность 199, 200, 207, 209
- —, турбулентные ячейки 200
- —, химический анализ 179, 245, 543
- —, — состав 43—45, 117, 235, 238, 239—252, 543
- планет 553—554
- —, истинное поглощение 574
- —, полосы поглощения 574—576
- —, рассеяние света газами 575
- —, — — частицами жидкостей 576
- —, чистое рассеяние 554
- Солнца 191, 193, 194
- —, электродинамика 284 — 292
- —, проводимость 383
- —, — в магнитном поле 286
- —, химический состав 247, 248
- —, эффект давления 197
- Атом водорода, коэффициент поглощения 74
- водородоподобный 53—57, 117, 119
- —, коэффициент поглощения 64
- , возбуждение 46, 48
- , ионизация излучением 47, 105
- Атом, движения тепловые 151—153
- , — турбулентные 151—153
- , ионизация 46, 105
- , — в короне Солнца 390
- , — соударениями 110—113
- , — столкновением 105
- , — — с тяжелыми частицами 112—115
- , — — с электронами 110—112
- , распределение по квантовым состояниям 56
- , — по состоянию возбуждения 240
- , среднее время жизни 148
- , температура возбуждения 177
- , фотоионизация 52, 53, 55, 104, 105—110
- Бальмеровский декремент 425, 427, 428, 514
- Бело-голубая последовательность 477, 478
- Белые карлики, вырождение тяжелых частиц 545
- —, — электронного газа 546
- —, источник энергии 552
- —, проблема равновесия 548
- —, радиус 551
- —, строение 545—552
- —, центральная плотность 551
- Болометрические поправки 268—270
- Больцмана закон, применение к звездным атмосферам 239, 240
- формула 56, 57, 63, 67, 99, 103, 106, 190, 421
- —, применимость 121, 125, 177
- Вероятность перехода, коэффициент 58, 59
- Внегалактические туманности, число 577, 599
- Водород нейтральный 87
- Водородные поля 607
- Возбуждения механизм 394
- потенциал 46

- Возбуждения степень 428
 Волокна 326, 327
 Вращение звезды 210—214
 Время затухания 148
 Вспышки хромосферные 377—381
 Выбросы хромосферные 370
 Вырождение электронного газа 546
 Вырожденный газ, уравнение состояния 548
- Газовые облака эмиссионные 607
 «Галактические окна» 577
 Геоактивные корпускулы 402
 «Глобулы» 591
 Градиент температуры 100, 280
 Грануляционная сетка 279, 283
 Грануляция 279, 315
 —, зависимость от периода солнечной активности 280
 —, — от широты 280
- Давление световое 90, 97, 446—449, 472
 — электронное 236, 238
 Двойные звезды, образование 519
 Декремент затухания 145
 Диаграмма «спектр—светимость» 271, 272, 477
 Диффузия частиц, скорость в магнитном поле 289
 — —, — относительная 293
 Диффузно-отражательная способность среды 559
 — отражающий слой, коэффициент яркости 562
 — отраженное излучение 560
 Диффузное отражение 559
 — —, коэффициент 559, 565, 567
 Диффузные газовые туманности, масса 435, 616
 — туманности 590—599
 — — светлые 591, 598
 — — светящиеся 614
 — —, связь со звездами 595
 — —, спектр 405
 Долгопериодические переменные, лучевые скорости 514, 515
 — —, спектры 516
 Доплера эффект 151, 154, 165, 167, 168, 171, 380, 455
 Дрейф электронов и ионов 285, 286
- Затменные переменные 513
 Затухание вследствие столкновений 186, 187, 188, 193, 200
 —, эффективная постоянная 147, 148, 184
 Звездные ассоциации 517—520
 — —, возникновение 518
 — атмосферы, теория ионизации 253, 254
 — —, строение 11
 Звезды, внутреннее строение 521—543
 — главной последовательности, строение 543—545
 — «кислородные» 249
 — «металлические» 249, 250
 — новые 403
 — сверхновые 478
 — типа Ве 479—481, 484, 518
 — — —, быстрое вращение 483, 490
 — — —, непрерывный спектр 505
 — — —, температура 499, 502
 — — Вольф-Райе 12, 44, 88, 403, 421, 452, 479—481, 484, 489, 490, 491, 495, 496, 518, 519
 — — — —, абсолютная величина 480
 — — — —, азотная ветвь 249, 479
 — — — —, истечение вещества 481—484
 — — — —, микрофотограммы 480
 — — — —, непрерывный спектр 505
 — — — —, оптическая толща атмосферы 513
 — — — —, поляризация излучения 513
 — — — —, протяженные оболочки 481, 482
 — — — —, свечение оболочек 503, 504, 512
 — — — —, температура 499, 501, 502
 — — — —, углеродная ветвь 249, 250, 479
 — — — —, электронное рассеяние в оболочках 513
 — — Р Лебедя 12, 403, 479—481, 491, 518
 — — — —, истечение вещества 481—484
 — типа Р Лебедя, непрерывный спектр 505
 — — — —, протяженные оболочки 481, 482
 — — — —, температура 499, 502
 Зодиакальный свет 384
- Зависимость «масса — светимость» 525
 — «радиус—масса» 525

- Избыток цвета 582
 Излучение вынужденное 58, 59, 62, 63, 92, 118, 425
 — звезд, поляризация 513, 514
 —, коэффициент 16, 126
 —, истинное поглощение 51—54
 —, плотность 58, 93, 406
 —, поток 14, 15, 22, 23, 35, 76, 82
 —, — монохроматический 82
 — самопроизвольное 58, 59
 —, селективное ослабление 132
 — тепловое 13
 —, температура 100
 — туманностей 406—428, 433, 438
 — черного тела 23, 42
 Индикатриса рассеяния 555, 556, 560
 — — в атмосфере Земли 571
 — — в облаках 574
 — — для атмосферы Венеры 571
 — — сферическая 555, 565
 — — частиц тумана 574
 Интенсивность излучения удельная 14
 — линий 179—181
 — —, изменение с ростом температуры звезд 254
 — — относительная лабораторная 179
 — — солнечная 180
 — — теоретическая 179
 — — центральная 205
 — на границе фотосферы 78
 — остаточная 122, 129, 130, 137, 225
 — средняя 24, 40, 41, 90, 129
 — — центральная 122
 Ионизация, потенциал 47, 67, 71, 426, 533
 —, степень 50, 51, 97, 428—431
 — столкновениями 391
 — тяжелыми частицами 112—115
 — электронами 110
 —, формула Саха 49, 51, 62, 63, 105
 —, эффективное сечение 110, 112
 Ионы водорода отрицательные 86, 87
 — водородоподобные 67
 Истечение вещества 481—484, 510
 Источники звездной энергии, расположение 528, 532, 533
 — энергии, концентрация 544
 Кирхгофа закон 23, 68, 74, 99, 107, 125
 — —, применение 120, 121
 Конвективная зона 284, 544
 — —, нижняя граница 282
 — —, толщина 284
 — теплопередача внутри пятен 304
 Конвективное ядро 545
 Конвективные токи в пятне 307
 Конвекция 280, 281
 Контур линии для различных точек солнечного диска 214—218
 Контур линии звезд типа Вольф-Райе 481
 — — — — Р Лебеда 481
 — —, искажения 209
 — —, — вследствие затухания 167
 — — «составной» 205
 — — теоретический, искаженный вращением 210
 Контракционная шкала эволюции 527
 Корона звезд 11
 — Солнца 114, 115, 381
 Корональные облака 326
 Космическая пыль 587
 Коэффициент поглощения на один атом 126, 147, 189
 — — на единицу массы 126
 — — на один осциллятор 155
 — —, нормировка 152
 — —, суммарный (полный) 69
 Коэффициенты перехода 144, 145
 Крабовидная туманность, масса 470
 Кривые роста 170, 173, 174, 175—179, 182, 186, 187, 188, 199, 200, 307, 309, 358
 — —, построение по наблюдениям 175—179, 181—184
 — —, сравнение с теоретическими 183
 — —, элементарная теория 235
 — — эмпирические 175
 Линии бальмеровские 200—207, 219
 — водорода в спектре факелов 321
 — гелия, расширение 208
 — —, эквивалентная ширина 209
 — поглощения для диска Солнца 129
 — —, контур 166, 189, 193, 195, 196, 198, 199, 200, 202, 205, 208, 211, 212, 214, 217
 — — межзвездные 605
 — —, образование 124, 132
 — — солнечные 193—197
 — уширение 156, 161, 162
 — — турбулентностью 199, 200
 — ширина эквивалентная 122—124, 170, 171, 174, 188, 201, 202, 217, 394
 — — — —, влияние инструментального искажения 170
 — эмиссионные 484, 487, 489, 514
 — —, интенсивность 427, 491
 — —, контур 484, 487, 489

- Линия спектральная, крылья 122
 — —, ядро 122
 —, центральная остаточная интенсивность 225—229, 232, 234
 —, ширина естественная 146, 153
 «Масса — светимость», зависимость 525
 Межзвездная пыль 588
 — среда, плотность 473, 474
 Межзвездное вещество 577—616
 — —, газовая составляющая 584, 605—616
 — —, линии поглощения 584, 614
 — —, пылевая составляющая 577
 — —, структура 581
 — поглощение 586
 Межзвездные линии кальция 607
 — — поглощения 605
 — облака, масса 616
 Межзвездный газ 45, 46, 103, 605, — 608
 — —, масса 585
 — —, распределение 606
 — —, химический состав 45, 46
 «Насыщение» линии 174
 Некогерентность, вызванная размытостью линий 221
 — —, — эффектами давления 222
 — — из-за тепловых движений 221
 — — из-за турбулентных движений 221
 — по частоте 221, 222, 227
 Новоподобные переменные 453, 454
 Новые звезды 451—478
 — —, «возгорание» 451—452
 — —, вспышки 450, 454—457, 474, 476—478
 — —, выбрасывание сгустков вещества 463
 — —, динамика оболочек 470, 472—474
 — —, космогоническая роль 468
 — —, кривые блеска 457—463
 — —, — — теоретические 460
 — —, максимум блеска 451
 — —, массы оболочек 461, 468—470
 — —, «небулярная стадия» 460—463
 — —, оболочка 452—455, 458, 459, 473
 — —, определение параллакса по вспышкам 456, 457
 — —, — — по скорости расширения оболочки 457
 — —, оптическая толщина оболочки 456
 Новые звезды, отрыв оболочки 454, 455
 — — повторные 452, 453
 — —, свечение оболочек 452, 482
 — —, светимость 459
 — —, спектр 452, 460, 463
 — —, торможение оболочек 474
 — —, энергия, выделяемая при вспышке 474
 Новая Геркулеса 462—468, 469, 496
 — —, изменение блеска 463
 — —, свечение оболочки 464, 465
 — —, образование протяженной оболочки 464
 О — ассоциация 616
 Облака, прозрачность 602
 Оболочки, оптическая толща 515, 516
 —, прозрачность 489, 496
 — протяженные 481—482
 —, свечение 403, 502—504, 512
 Обращающий слой 125, 126, 128, 130, 132, 164, 170, 183, 187, 199, 216
 Ослабление (экстинкция), коэффициент 555
 Осциллятор, затухание 146
 — излучающий, энергия 145
 Осциллятора колебания, собственная частота 146
 — сила 147, 159
 Отражающие туманности 592
 Отражение диффузное, коэффициент 559
 Переизлучение, изотропный характер 127
 — некогерентное 219
 Перенос тепловой энергии 13
 Переходы вынужденные 149
 — самопроизвольные 149
 — свободно-связанные 63, 124
 — — свободные 63, 64, 67, 124
 — фотоионизационные 149
 Плазма 103, 401
 Планетарные туманности 45, 46, 103, 120, 403—450
 — —, визуальная светимость 434
 — —, водородный спектр 425
 — —, геометрическая модель 438
 — —, главные небулярные линии 417
 — —, градиент скорости расширения 448, 449
 — —, диффузное излучение 409, 440
 — —, запрещенные линии в спектре 417—419

- Планетарные туманности, излучение
 ядра 406
 — —, ионизация 404
 — —, концентрация водорода 433
 — —, линии O II
 — —, лучистое равновесие 438, 449
 — —, масса 432—435
 — —, — ядра 448
 — —, механизм возбуждения атомов 414
 — —, определение массы 432—435
 — —, оптическая толща 410, 431, 432, 433, 444
 — —, плотность вещества 403, 419
 — —, — излучения 403, 406, 407, 419
 — —, поле излучения 438—440, 442—446
 — —, причина свечения 406—409
 — —, прозрачность 425
 — —, происхождение 449, 450
 — —, распределение энергии в спектре ядра 414
 — —, световое давление 446—449
 — —, свечение 409, 413
 — —, скорость расширения 405, 444, 446, 449
 — —, спектр 404, 405
 — —, «стратификация» излучения 432
 — —, температура, определение 423
 — —, — центральных звезд 416, 432
 — —, — электронная 423, 424, 441
 — —, — ядра 406, 409—416
 — —, толща 438
 — —, угловой диаметр 404
 — —, форма спектральных линий 405
 — —, формула ионизации 429, 431
 — —, химический состав 45, 46, 435—438
 — —, центральная звезда 416, 432, 449
 — —, энергия, излучаемая в балмеровских частотах 410
 — —, ядро 404, 407, 449
 Планка закон 23, 62, 100, 108
 Плазма 103
 Плотность внутри звезд 528—533
 Поглощение в спектре Солнца 86, 189
 — вынужденное 63, 91, 92
 — истинное 87, 124, 237, 554
 — —, селективное 132, 133, 156
 — —, коэффициент атомный 54, 59, 73
 — межзвездное 586
 — непрерывное истинное 132, 210
 Поглощение непрерывное, коэффициент 43—69, 132, 134, 138, 189—193, 198
 — отрицательное 58, 64, 91
 — отрицательными ионами водорода 67, 87
 — селективное истинное, коэффициент 134
 — —, коэффициенты . 132, 145—164, 189—193, 195, 198, 210, 241
 — суммарное 56, 57, 69
 — фотоэлектрическое 53, 54, 67
 — —, коэффициент 54
 Поглощения коэффициент 16, 43, 54, 55, 63, 64, 81, 84, 87, 91, 107, 112, 113, 124, 134, 144, 209, 410
 — —, аддитивность 64
 — — в линии 223, 224
 — — звездного вещества 533—536
 — —, нормированный к единице 224
 — —, полная полуширина 146
 — — средний 84, 277
 — — — по спектру 83
 — полоса 55, 67
 Показатель цвета звезд 582
 — — шаровых скоплений 589
 Покраснение света отдаленных звезд 581
 Поле электрическое на Солнце 294, 295
 Постоянная затухания 146
 Потемнение диска звезды к краю 37—39, 98
 — — Солнца к краю 88, 98, 131, 370
 Потенциал взаимодействия 538
 — возбуждения 46
 Поток излучения 129, 137, 142
 — солнечных лучей 557
 Протуберанцы 284
 — активные 323, 327
 — — солнечных пятен 323—325, 351
 — взаимодействующие 323
 — возвратные 379
 —, возникновение 346
 —, движение 327—329
 —, ионизация атомов 336, 340
 —, кинетическая температура 343, 346
 —, классификация 322—327, 328
 — корональные 324—326, 328, 350
 — «металлические» 331
 —, относительная устойчивость 347
 —, распад 346
 —, самопоглощение 331—336
 —, световое давление селективное 348, 349

- Протуберанцы, связь с солнечными пятнами 324
 —, спектры 330, 331
 — спокойные 323, 327
 —, средняя яркость 328
 — типа торнадо 325
 —, химический состав 240, 345
 —, электронное давление 341—343
 — эруптивные 324, 326, 327, 348, 349
 — —, спектр 321
 Пятна невидимые 312
 — солнечные 304—322
 — —, спектр 307
- Равновесие вырожденного газа 549
 — гидростатическое 274, 281, 549
 — —, уравнение 347
 — гравитационное 549
 — диффузионное 395
 — детальное, принцип 61
 — конвективное 281, 377
 — лучистое 20—23, 24—33, 36, 86, 88, 90, 284, 377
 — механическое 90
 — — планетарных туманностей 438
 — — солнечных пятен 305
 — — фотосферы и пятна 305
 — термодинамическое 48, 49, 61, 76, 100, 112
 — — локальное 230, 284, 318
 — — —, гипотеза 23, 24
 — энергетическое 20
 Радиоизлучение 508
 — Солнца 390, 398—402
 — —, всплески 401, 402
 — —, спокойная составляющая 399
 — —, спорадическая составляющая 399
 — —, тепловая составляющая 399
 Радиотемпература 399, 400
 Разрежение излучения, фактор 100—101, 406, 410
 Распределение энергии на солнечном диске 274
 Рассеяние внутри линии, коэффициент 134
 — излучения 65, 126, 132
 — — свободными электронами 68, 87
 — когерентное 126, 127, 128—133
 — многократное 553
 — молекулярное 572
 —, некогерентность 219—225
 — полностью некогерентное 223
 — свободными электронами, коэффициент 87
 — селективное 143
 —, сферическая индикатриса 555
- Рассеяние электронное 74, 88
 Рассеяния коэффициент 68, 69, 87, 383
 Расширение линий вследствие собственного давления 163
 — — — столкновений атомов 163
 Рекомбинация 46, 48, 59, 104, 105, 114, 115, 120, 230, 373, 391, 394, 410, 411, 414, 424, 425, 428, 429
 —, вероятность 114
 —, «эффективное сечение» 60
 Росселанда теорема 407, 409
- Самопоглощение 358
 Саха формула 49, 51, 62, 63, 67, 71, 74, 94, 99, 105, 190, 236
 — — с поправочным множителем 119
 Сверхгиганты 187, 198
 — холодные 516
 Сверхновые звезды, вспышки 449, 450, 454, 478
 Светимость звезды абсолютная болометрическая 35
 — — болометрическая 266
 Серая материя 32, 36, 41, 83, 84, 88, 92
 Скорости турбулентные 183, 194, 280
 Солнечная активность 284
 — корона 11
 — —, аномальная протяженность 387
 — — внутренняя, линии излучения 388
 — —, зеленые и красные области 382, 393
 — —, излучение монохроматическое 394
 — —, ионизация атомов 390
 — —, — водорода 391
 — —, кинетическая температура 390
 — —, плотность 385
 — —, поверхностный эффект охлаждения 398
 — —, полярные лучи 382
 — —, распределение энергии в непрерывном спектре 382
 — —, спектр 382
 — —, струи 382
 — —, структура 382
 — —, температура 296
 — корона, ультрафиолетовое излучение 395—398
 — —, форма 382
 — —, химический состав 45, 393—395
 — —, яркость 384, 387
 — оболочка, заряд 103

- Солнце, эффективная температура 153
 Спектр вспышки 377
 — затменных звезд 214
 — звезд, бальмеровская серия 200—206
 — —, запрещенные линии 208
 — —, контуры бальмеровских серий 203
 — —, линии металлов 198
 — —, отсутствие запрещенных линий 419
 — звездного излучения, распределение энергии 79
 — непрерывный звезды 39, 123
 — — Солнца 11, 42, 109, 124, 169, 201
 — — короны, распределение энергии 382
 — —, распределение энергии 39, 70—80, 84
 — пятна 307
 — — солнечный, линии поглощения 124
 — Солнца, нефраунгоферова составляющая 383
 — —, фраунгоферова составляющая 382, 383
 — факелов 320
 — холодных звезд 42
 — карликов и гигантов, их различие 262—265
 — карликов, ширина линий 202
 — — протуберанцев 330
 — сверхгигантов, запрещенные линии 208
 — —, ширина линий 202
 Столкновение возбуждающее 373
 Спектрофотометрическая температура 505, 506
 Спектрофотометрический градиент 505
- Темные туманности 591
 Температура внутри звезд 528—533
 — возбуждения 179, 180, 181, 184, 188
 — излучения 102
 — — звезд 181, 185
 — — Солнца 180, 181, 185
 — звезды спектрофотометрическая 42, 81
 — кинетическая 102, 115, 120
 — — солнечной короны 390
 — локальная 86, 108
 — поверхностная 80, 81, 82, 93, 234
 — спектрофотометрическая 515
 — фотосферы, изменение 20
 — — распределение 33, 79, 80, 87
 — электронная 113, 115, 116
- Температура электронная на границе фотосферы 118
 — эффективная 35, 41, 42, 70, 80, 82, 86, 185, 186—198, 212, 266—273, 320
 Термодинамическое равновесие, нарушения 101, 102
 Толща оптическая слоя 17, 135, 141, 189, 193
 Туманности диффузные 591, 595
 — отражающие 592
 — с эмиссионным спектром 592
 — темные 591
 Туманность крабовидная 449
 Турбулентность 184, 396
 Тяжелые частицы, распределение по скоростям 104
- Униполярная индукция 350
 Уравнение переноса излучения 18—20, 33, 62, 132, 133, 192, 439
 — — для некогерентного рассеяния 222
 — — для плоскопараллельных слоев 127
 — — для частот внутри линий поглощения 134—144
 — — для слабых линий 138—144
 — — для средних интенсивностей 32
 — —, решение 24—32, 128, 215
 — —, усреднение 28—32
 — —, численное интегрирование 138, 195, 198
 Ускорение силы тяжести, влияние на спектры звезд 258
 — — —, «динамическая» величина 206, 207
 — — — для гигантов класса A0 207
 — — — для сверхгигантов 206, 207
 — — — на поверхности звезды 447
 — — — эффективное 207
 Уширение бальмеровских линий 201
 — — — в атмосферах сверхгигантов 201
 — — — линий вследствие столкновений 157—160, 222
 — — статистическое 157, 160, 200
- Факельная площадка 372
 Факелы 321, 349
 —, распределение температуры с глубиной 315, 316, 320
 — хромосферные 372
 —, электронное давление 321

Флоккулы 317, 372, 376
 —, аномальная ионизация водорода 376
 —, излучение 374
 —, температура кинетическая 376
 — хромосферные 321
 Флуоресценция 230, 233
 — звезд с протяженными оболочками 254
 Фотоионизация 60, 65, 66, 73, 115, 116, 228, 230, 282, 410, 414, 424, 533
 — металлов 535
 Фоторекомбинация 115, 116, 337
 —, вероятность 373
 Фотосфера 11, 12
 — белых карликов 71
 —, геометрический эффект 100
 —, граничная температура 35
 — звезд 23, 68, 70, 87—121
 — —, влияние электрических полей 103
 — звезд-гигантов 73
 — —, градиент температуры 100
 — — класса A0 73
 — — — A0 — B2, газовое давление 89, 90, 97
 — — — A0 — B2, строение 89—99
 — — — B2 73
 — —, равновесие механическое 90
 — — ранних классов 92
 — —, распределение атомов и электронов по скоростям 103
 — — солнечного типа 72, 73
 —, модель 125, 128, 131, 132, 164, 165
 — низкотемпературных звезд 72
 — протяженные 98
 — —, роль водородного поглощения 89
 — —, спектрофотометрическая температура 88, 89
 — Солнца 43, 45, 70, 98, 99
 — —, ионизация водорода 113
 — звезд, строение 274—279
 —, температура 77, 81
 —, толщина 98

Хромосфера 11, 352—381
 —, вспышки 377—381
 —, выбросы 370
 —, ионизация атомов 362—366, 374
 —, магнитное давление 370
 —, механизм возбуждения атомов 366
 —, равновесие 367
 — Солнца 114, 325
 —, спектр 353
 —, струи 370
 —, химический состав 240
 —, электрический заряд 381
 —, электронная концентрация 360, 361
 —, электронная температура 361, 362
 Хромосферные вспышки 327, 377

Штарка эффект 158—164, 193, 380

Экстинкция 508
 —, коэффициент 555
 Электронная концентрация 384
 — — средняя 235
 Электроны, средняя скорость 111
 —, кинетическая температура 112
 Энергия отрыва оболочки 475
 —, источники 536
 —, диффузное отражение 126
 — переизлученная 133
 — поглощенная 133
 —, процесс выделения 528
 —, — поглощения 528
 — связи 47
 — тепловая 52
 Эффект взаимосвязи 218, 219
 — вращения 213
 — гравитационный 212, 213
 — давления 156, 196, 197, 198, 237
 Эффективное сечение 160

Ядерные реакции 536, 537, 542
 — —, вероятность 538
 — —, длительность 540
 — —, каталитический цикл 542
 — —, углеродный цикл 542
 — —, цепочка 540
 Яркости коэффициент 562, 565

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА

		Группы элементов													
		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII				0		
Периоды	1	1 Н Водород 1,0080													2 He Гелий 4,003
	2	3 Li Литий 6,940	4 Be Бериллий 9,02	5 B Бор 10,82	6 C Углерод 12,010	7 N Азот 14,008	8 O Кислород 16,0000	9 F Фтор 19,000							10 Ne Неон 20,183
	3	11 Na Натрий 22,997	12 Mg Магний 24,32	13 Al Алюминий 26,97	14 Si Кремний 28,06	15 P Фосфор 30,98	16 S Сера 32,06	17 Cl Хлор 35,457							18 Ar Аргон 39,944
	4	19 K Калий 39,096	20 Ca Кальций 40,08	21 Sc Скандий 45,10	22 Ti Титан 47,90	23 V Ванадий 50,95	24 Cr Хром 52,01	25 Mn Марганец 54,93	26 Fe Железо 55,85	27 Co Кобальт 58,94	28 Ni Никель 58,69				
		29 Cu Медь 63,57	30 Zn Цинк 65,38	31 Ga Галлий 69,72	32 Ge Германий 72,60	33 As Мышьяк 74,91	34 Se Селен 78,96	35 Br Бром 79,916							36 Kr Криптон 83,7
	5	37 Rb Рубидий 85,48	38 Sr Стронций 87,63	39 Y Иттрий 88,92	40 Zr Цирконий 91,22	41 Nb Ниобий 92,91	42 Mo Молибден 95,95	43 Tc Технеций 99	44 Ru Рутений 101,7	45 Rh Родий 102,91	46 Pd Палладий 106,71				
		47 Ag Серебро 107,880	48 Cd Кадмий 112,41	49 In Индий 114,76	50 Sn Олово 118,70	51 Sb Сурьма 121,76	52 Te Теллур 127,61	53 I Иод 126,92							54 Xe Ксенон 131,3
	6	55 Cs Цезий 132,91	56 Ba Барий 137,36	57 La* Лантан 138,92	72 Hf Гафний 178,6	73 Ta Тантал 180,88	74 W Вольфрам 183,92	75 Re Рений 186,31	76 Os Осмий 190,2	77 Ir Иридий 193,1	78 Pt Платина 195,23				
		79 Au Золото 197,2	80 Hg Ртуть 200,61	81 Tl Таллий 204,39	82 Pb Свинец 207,21	83 Bi Висмут 209,00	84 Po Полоний 210	85 At Астатин 210							86 Rn Радон 222
	7	87 Fr Франций 223	88 Ra Радий 226,05	89 Ac** Актиний 227											
6	*58—71 Ряд лантанидов	58 Ce Церий 140,13	59 Pr Празеодим 140,92	60 Nd Неодим 144,27	61 Pm Прометий 147	62 Sm Самарий 150,43	63 Eu Европий 152,0	64 Gd Гадолиний 156,9	65 Tb Тербий 159,2	66 Dy Диспрозий 162,46	67 Ho Гольмий 164,94	68 Er Эрбий 167,2	69 Tm Тулий 169,4	70 Yb Иттербий 173,04	71 Lu Лютеций 174,99
7	**90—96 Ряд актинидов	90 Th Торий 232,12	91 Pa Протактиний 231	92 U Уран 238,07	93 Np Нептуний 237	94 Pu Плутоний 239	95 Am Америций 241	96 Cm Кюрий 242							

Редактор *В. А. Руфова*
Техн. редактор *С. С. Гаврилов*
Корректор *Н. В. Казанская*

Подписано к печати 24/IX 1952 г.
Бумага 60×92¹/₁₆. Бум. л. 19,875+1 вкл.—0,125 л.
Печ. л. 40. Уч.-изд. л. 44,96.
Тип. зн. в печ. л. 44 957. Тираж 5000 экз.
Заказ № 3618. Т-02186.
Цена книги 13 р. 50 к. Переплет 1 р. 50 к.
Номинал по прейскуранту 1952 г.

4-я тип. им. Евг. Соколовой Главполиграфиздата
при Совете Министров СССР.
Ленинград, Измайловский пр., 29.